PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. 1. Dezember 1909. Redaktionsschluß für No. 25 am 13. Dezember 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

H. W. Schmidt, Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie. S. 929.

O. Hahn u. L. Meitner, Über das Absorptionsgesetz der β-Strahlen. S. 948.

N. Umow, Zur Analyse der Dispersionsformeln. S. 950.

K. v. Wesendonk, Über die Arbeitsfähigkeit absorbierter Strahlungsenergie. S. 953.

W. W. Coblentz, Notiz über eine von der Feuerfliege herrührende fluoreszierende Substanz. S. 955.

J. Weiß u. J. Koenigsberger, Über die Thermokräfte einiger Metalloxyde und -sulfide. S. 956.

W. S. Gripenberg, Über die Kristallisation dünner Selenplatten. S. 957.

E. H. Riesenfeld u. E. Zermelo, Die Einstellung der Grenzkonzentrationen an der Trennungsfläche zweier Lösungsmittel. S. 958.

G. E. Allan, Ein quantitativer Demonstrationsversuch über Gasreibung. S. 961.

H. Wehner, Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. S. 962.

V. J. Laine, Der Einfluß des Donners auf die Regentropfen, durch eine seltene Regenbogenerscheinung ermittelt. S. 963.

A. Schmauß, Perlschnurblitz. S. 968.

Vorträge und Diskussionen von der 81. Naturforscherversammlung zu Salzburg:

Abteilung für Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie:

F. Neesen, Neue photographische Wiedergaben der Geschoßbahn. S. 968.

Tagesereignisse. S. 968.

Personalien. S. 968.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie.

Von Heinrich Willy Schmidt.

I. Strahlenverteilung und Geschwindigkeitsverlust.

Bestimmte radioaktive Elemente senden homogene β-Strahlen aus, d. h. β-Strahlen, die im Momente ihrer Entstehung sämtlich gleiche Geschwindigkeit haben. Von verschiedenen Seiten ist festgestellt worden, daß solche homogene β-Strahlen von Materie nach einem Exponentialgesetz hindurchgelassen werden, d. h. daß die ursprüngliche Intensität $\mathcal{J}_0$ der Strahlen beim Durchgang durch die Schichtdicke x auf den Betrag

$$\mathcal{J}_x = \mathcal{J}_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \qquad (1)$$

herabsinkt[1]). Die Größe $\frac{1}{\mu}$, die „Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen für Materie"[2]), hängt ab von Strahlenart und Materie, ist aber sonst innerhalb weiter Grenzen als annähernd konstant gefunden worden. Aus einer Unabhängigkeit der Größe $\frac{1}{\mu}$ von der durchstrahlten Schichtdicke folgt die Differentialgleichung

$$d\mathcal{J} = -\mu\, \mathcal{J}\, dx, \text{ bzw. } d \log \mathcal{J} = -\mu\, dx, \qquad (2)$$

die aussagt, daß in Schichten gleicher Dicke jedesmal derselbe Prozentsatz der ankommenden Teilchen vernichtet wird, während die übrigen mit unveränderter Geschwindigkeit hindurchfliegen[1]).

Ein derartiger Schluß hätte nur dann strenge Berechtigung, wenn eine absolute Konstanz von $\frac{1}{\mu}$ erwiesen wäre. Das ist aber nicht der Fall. Vielmehr können wir eine Veränderlichkeit der Größe $\frac{1}{\mu}$ nach drei Richtungen hin unterscheiden:

1. die hindurchgelassene Strahlung nimmt für dünne Schichten schneller ab, als nach dem erwähnten Exponentialgesetz zu erwarten ist;

2. mit zunehmender Schichtdicke wird $\frac{1}{\mu}$ kleiner, d. h. die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen wird geringer;

3. der Zahlenwert $\frac{1}{\mu}$ hängt von der gewählten Versuchsanordnung ab.

Zeichnet man also den Logarithmus der Strahlungsintensität $\mathcal{J}_x$ in seiner Abhängigkeit von der durchstrahlten Schichtdicke x in ein Kurvenblatt ein, so bekommt man eine Kurve,

1) Dabei ist die Strahlungsintensität in den meisten Fällen durch das Ionisationsvermögen der Strahlen gemessen. Doch scheint das gleiche Gesetz zu gelten, wenn statt der Strahlungsintensität die Anzahl der hindurchgegangenen Teilchen bestimmt wird (vgl. z. B. W. Makower, Phil. Mag. (6) 17, 171, 1909).

2) Ich vermeide für μ die sonst allgemein übliche Bezeichnung „Absorptionskoeffizient", da μ kein Maß für die absorbierte Strahlung ist, sondern ein Maß für die absorbierte und reflektierte (diffus zerstreute) Strahlung zusammen.

1) Über die bisher vorliegenden Messungen vgl. H. W. Schmidt, Bericht über den Durchgang der β-Strahlen durch feste Materie, Jahrb. d. Rad. u. El. 5, 451, 1908.

die für kleine Schichtdicken konkav nach oben ist, für mittlere Schichtdicken beinahe geradlinig verläuft und für größere Schichtdicken sich immer steiler gegen die Abszissenachse neigt (konkav nach unten wird). Die durchschnittliche Neigung einer solchen Kurve gegen die Abszissenachse schwankt im allgemeinen von Versuchsanordnung zu Versuchsanordnung (vgl. später Fig. 5a u. 6a).

Der anfängliche steile Abfall der Kurve für die hindurchgelassene Strahlung läßt sich theoretisch erklären. Unter bestimmten Vorstellungen über den Mechanismus des Durchgangs der β-Teilchen durch Materie — daß nämlich in Schichten gleicher Dicke ein bestimmter Teil der ankommenden Teilchen völlig vernichtet, ein anderer Teil zerstreut wird — ergibt sich, daß eine Platte von der Dicke x den Anteil

$$\delta = \frac{e^{-\mu x}}{1-\rho^2 e^{-2\mu x}} \cdot (1-\rho^2) \qquad (3a)$$

der ursprünglichen Strahlung hindurchläßt und den Anteil

$$\varrho = \frac{\rho\,(1-e^{-2\mu x})}{1-\rho^2 e^{-2\mu x}} \qquad (3b)$$

reflektiert. Aus (3b) ist ersichtlich, daß ρ den Teil der einfallenden Strahlungsintensität bedeutet, der von einer sehr dicken Platte reflektiert wird. Wenn wir vom Nenner und dem belanglosen konstanten Gliede $(1-\rho^2)$ absehen, ist Gleichung (3a) mit dem Exponentialgesetz (1) identisch. Der Nenner wird auf den Wert von δ in (3a) nur dann von Einfluß sein, wenn ρ groß und x klein ist und in diesem Fall bewirken, daß δ mit zunehmendem x schneller als nach dem Exponentialgesetz $e^{-\mu x}$ abfällt. Tatsächlich ist eine dementsprechende Abweichung deutlich auch nur bei kleinen Filterdicken und solchen Substanzen festgestellt worden, die ein großes Reflexionsvermögen für β-Strahlen besitzen.

Während man bei der Erklärung dieser Abweichung vom Exponentialgesetz an der Annahme einer unveränderten Geschwindigkeit der β-Teilchen festhalten kann, ist es schwierig, das allmähliche Kleinerwerden der Durchdringungsfähigkeit der Strahlen damit in Einklang zu bringen. Zunächst erscheint denkbar, daß beim tieferen Eindringen in Materie die Geschwindigkeit der Teilchen konstant bleibt und daß sich nur die Strahlenverteilung ändert. Nun muß sich aber, selbst wenn wir ursprünglich parallele Strahlen haben, nach dem Durchgang durch mehr oder weniger dünne Schichten eine Verteilung der Strahlen beim Austritte aus der Materie herstellen, die einer gleichmäßigen Verteilung der Strahlen in der Materie entspricht. Daß sich eine derartige Verteilung mit wachsender Schichtdicke verändern, daß sich also der wahrscheinlichere in den unwahrscheinlicheren Zustand verwandeln soll, widerspräche unseren Grundanschauungen über solche Vorgänge. Viel ungezwungener läßt sich aber die allmähliche Abnahme der Durchdringungsfähigkeit mit zunehmender Schichtdicke durch einen — freilich nur geringen — Geschwindigkeitsverlust der Teilchen erklären [1]).

Wenn wir uns schließlich zu Punkt 3 wenden, nach dem eine Abhängigkeit der Durchdringungsfähigkeit von der jeweiligen Versuchsanordnung vorhanden ist, so kann man hier in erster Linie wieder an den Unterschied in der ursprünglichen Strahlenverteilung denken, durch den der Prozentsatz der in das Ionisierungsgefäß gelangenden Strahlen beeinflußt wird. Ganz sicher wird dieser Umstand bei der Erklärung der Erscheinungen mit heranzuziehen sein. In den meisten Fällen freilich werden wir zu einer befriedigenden Erklärung nur dann kommen, wenn wir berücksichtigen, daß in einem zur Messung gelangenden Strahlenbündel stets Strahlen verschiedener Geschwindigkeit vorhanden sind und daß je nach der Zusammensetzung des Strahlenbündels eine größere oder kleinere Durchdringungsfähigkeit herauskommt.

In der vorliegenden Mitteilung sollte zunächst nachgewiesen werden, ob ein Unterschied in der Durchdringungsfähigkeit der Strahlung festzustellen ist, die von der Vorder- und Rückseite einer von β-Strahlen getroffenen Platte ausgeht („incidence" und „emergence radiation"). Die von der Vorderseite einer Platte ausgehende Strahlung (reflektierte Strahlung, „incidence

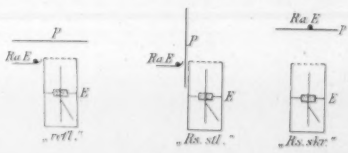


Fig. 1.

radiation") wurde so untersucht (vgl. Fig. 1), daß sich die bestrahlte, ziemlich dicke Platte

1) Ob sich ein direkter Nachweis für eine Geschwindigkeitsänderung aus magnetischen Ablenkungsversuchen erbringen läßt, muß vorläufig dahingestellt bleiben. Denn durch eine verhältnismäßig geringe Geschwindigkeitsänderung wird das Durchdringungsvermögen der Strahlen außerordentlich stark beeinflußt. Da nun die festgestellten Änderungen der Durchdringungsfähigkeit nur klein sind, wird eine dadurch bedingte Geschwindigkeitsverminderung in den meisten Fällen innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Messung liegen. Es ist deshalb nicht zu verwundern, daß durch direkte Versuche eine Geschwindigkeitsänderung bisher nicht festgestellt werden konnte (H. W. Schmidt, diese Zeitschrift **8**, 361, 1907). Freilich war bei diesen Versuchen die ursprüngliche Intensität durch vorgeschaltete Filter nur auf den ca. 15. Teil herabgesetzt worden. Unter Benutzung sehr starker Präparate dürfte es deshalb nicht ausgeschlossen erscheinen, daß bei genügender Verminderung der Anfangsintensität eine kleine Geschwindigkeitsabnahme der hindurchgegangenen Teilchen gefunden wird.

Tabelle I.

Versuche mit *Ra E*-Strahlen: $\frac{\mu}{D}$ für vorher beeinflußte Strahlen.

	$\frac{\mu}{D}$ für *Al* in $cm^2\,gr^{-1}$					$\frac{\mu}{D}$ für *Pb* in $cm^2\,gr^{-1}$				
	Radiator					Radiator				
	Ra E	*Al*	*Zn*	*Sn*	*Pb*	*Ra E*	*Al*	*Zn*	*Sn*	*Pb*
„dir." = direkte Strahlung	16,2	—	—	—	—	24,4	—	—	—	—
„refl." = von der Vorderseite ausgehende Strahlung	—	29,5	—	24,0	22,9	—	43,2	34,8	31,4	30,0
„Rs. stl." = von der Rückseite seitlich ausgehende Strahlung	—	22,6 29,0 —	—	—	16,5 17,7 20,7	—	—	—	—	24,8
„Rs. skr." = von der Rückseite senkrecht ausgehende Strahlung	—	15,8 18,5 20,0	—	—	12,8 15,5 17,3	—	28,2	—	—	24,2

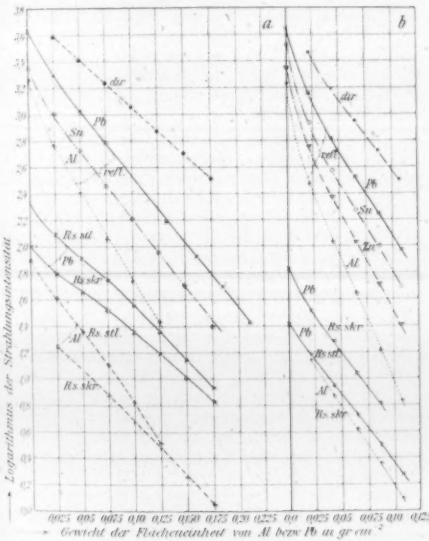


Fig. 2.

P (aus *Al*, *Zn*, *Sn*, *Pb*) in ca. 4—6 cm Entfernung über dem Zerstreuungsgefäß eines Blattelektrometers *E* befand. Das strahlende Präparat *Ra E* — Radium *E*-haltiges Wismutoxychlorid [1]) — lag seitlich vom Elektrometer auf einem gebogenen Bleiblech, so daß direkte Strahlen nicht in den Meßraum gelangen konnten („refl."). Bei Untersuchung der von der Rückseite der bestrahlten Platte in schräger Richtung ausgehenden Strahlung (emergence radiation) wurde die Platte *P* senkrecht zwischen Elektrometer *E* und Präparat *Ra E* aufgestellt („Rs. stl."). Bei der von der Rückseite senkrecht zur Platte weggehenden Strahlung wurde die bestrahlte Platte *P* in ca. 10 cm Entfernung direkt über dem Zerstreuungsgefäß befestigt und auf sie das zugedeckte Präparat *Ra E* gelegt („Rs. skr.") (vgl. Fig. 1). Als bestrahlte Platte wurde in den beiden letzten Fällen eine *Al*-Platte von ca. 0,5 mm Dicke oder vier Bleifolien von zusammen 0,076 mm Dicke benutzt. Durch diese beiden Schirme wurde die ursprüngliche Strahlung auf ungefähr den gleichen Betrag herabgesetzt. — Das Zerstreuungsgefäß — ein Messingzylinder von 7 cm Durchmesser und 10 cm Höhe — war oben mit dünner *Al*-Folie verschlossen. — Auf diese Folien wurden *Al*-Bleche von 0,095 mm Dicke (= 0,025 gr-Gew. pro cm^2) oder Bleifolienblätter von 0,0190 mm Dicke (= 0,022 gr-Gew. pro cm^2) gelegt.

Die erhaltenen Resultate sind in Fig. 2a und 2b und in Tabelle I zusammengestellt. In den Figuren ist die Schichtdicke mal Dichte (d. h. Gewicht der Flächeneinheit) des absorbierenden Materials als Abszisse, der Logarithmus der Strahlungsintensität als Ordinate aufgetragen [1]). Zum Vergleich sind die Versuche mit der direkten Strahlung mit angeführt wor-

1) Die benutzten Präparate waren mir in liebenswürdigster Weise von Herrn Professor Giesel-Braunschweig für die Dauer meiner Versuche überlassen worden. Ich spreche dem genannten Herrn auch an dieser Stelle dafür meinen ergebensten Dank aus.

1) An dieser Abszissenwahl ist in der vorliegenden Arbeit durchweg festgehalten, und zwar deshalb, weil für die hindurchgegangene Strahlung das Gewicht der Flächeneinheit maßgebend ist und sich außerdem diese Größe experimentell ohne Kenntnis der Dicke der durchstrahlten Substanz bestimmen läßt. Aus ähnlichen Gründen wird später statt der Größe μ durchweg die Größe μ/D (μ dividiert durch Dichte) berechnet und in einigen Figuren als Ordinate benutzt.

den („dir."). Dabei befand sich das *Ra E*-Präparat in fester Entfernung ca. $^1/_2$ cm über der absorbierenden Schicht. Die in den einzelnen Fächern der Tabelle stehenden Werte sind nach der aus (1) folgenden Differenzenformel

$$\frac{\mu}{D} = \frac{\log \mathcal{J}_0 - \log \mathcal{J}_1}{(x_1 - x_0)\,D} \qquad (2')$$

für verschiedene $x\,D$ berechnet. Sind mehrere Werte angegeben, so deutet das auf einen nicht exponentialen Verlauf der Kurven für die hindurchgelassene Strahlung hin. Die an entsprechenden Stellen stehenden Zahlen beziehen sich jedesmal auf dieselbe durchstrahlte Schichtdicke[1]).

Aus den Figuren 2a und 2b und der Tabelle I ist folgendes zu ersehen:

1. Die Kurven für die reflektierte Strahlung („refl.") weichen nach einem anfänglichen, etwas steileren Abfall innerhalb der Fehlergrenzen von einer Geraden nicht ab. Dabei wurde die Intensität durchschnittlich bis auf den 50. Teil der ursprünglichen herabgesetzt. Dagegen ist die Neigung der einzelnen Kurven verschieden steil gegen die Abszissenachse; sie nimmt zu mit abnehmendem Atomgewicht des Reflektors und ist stets größer als bei den Kurven der direkten Strahlung („dir.").

2. Die Kurven für die von der Rückseite einer bestrahlten Platte ausgehende Strahlung lassen bei den Versuchen mit Blei als absorbierendem Mittel (vgl. Fig. 2b) Abweichungen von einer Geraden nicht erkennen; sie sind dagegen bei den Versuchen mit Aluminium als absorbierendem Mittel (vgl. Fig. 2a) nach unten konkav. Die von *Al* ausgehende Strahlung ist wieder wie bei 1. weicher als die von *Pb* ausgehende.

3. Für ein bestimmtes bestrahltes Metall ändert sich die Durchdringungsfähigkeit mit der Richtung der weggehenden Strahlen. Die Durchdringungsfähigkeit ist am größten für die von der Rückseite in senkrechter Richtung gehenden Strahlen und hier sogar etwas größer als für die direkt vom Präparat ausgehende Strahlung; am kleinsten für die von der Vorderseite reflektierte Strahlung. Wenn *Al* als absorbierendes Mittel benutzt wird, so sind diese Unterschiede deutlicher ausgeprägt als bei *Pb* als absorbierendem Mittel.

Wenn wir die Durchdringungsfähigkeit des jeweils untersuchten Strahlenbündels als Maß für seine durchschnittliche Geschwindigkeit ansehen, so müssen wir aus diesen Ergebnissen schließen, daß die Geschwindigkeit der in Materie eindringenden Strahlen vermindert wird, und zwar um so mehr, je kleiner das Atomgewicht der bestrahlten Materie und je größer die Ablenkung der Strahlen aus der ursprünglichen Richtung ist. Natürlich kann sich diese verminderte Durchdringungsfähigkeit bzw. Geschwindigkeit nur auf den Durchschnitt der Teilchen beziehen; denn es ist sehr wohl möglich, daß ein scheinbar geradlinig hindurchgehendes Teilchen die durchstrahlte Materie in Zickzacklinien durchfliegt, also mehrfache „Reflexionen" erfährt, während ein „reflektiertes" Teilchen durch eine einzige Ablenkung aus seiner ursprünglichen Richtung getrieben werden kann.

Auf einige Eigentümlichkeiten unserer Kurven lohnt es sich noch besonders einzugehen. Der anfängliche steilere Abfall der Kurven der reflektierten Strahlung („refl.") in Fig. 2 z. B. wird, worauf bereits oben hingewiesen ist, durch eine Reflexion der Strahlen in der Materie selbst bedingt. Dafür spricht schon, daß der Effekt in dem stark reflektierenden *Pb* viel deutlicher ausgeprägt ist als in dem schwach reflektierenden *Al*[1]).

Ferner erscheint an den Resultaten der Fig. 2 und Tabelle I merkwürdig, daß die β-Strahlung nach Durchstrahlen einer Bleiplatte anfänglich leichter von *Al* hindurchgelassen wird ($\mu/D = 12{,}8\ \mathrm{cm^2\,gr^{-1}}$), als die direkt vom Präparat ausgehende Strahlung ($\mu/D = 16{,}2\ \mathrm{cm^2\,gr^{-1}}$). In Analogie zu unseren früheren Überlegungen müßten wir aus dieser Tatsache folgern, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen beim Durchgang durch Blei vergrößert wird — eine Folgerung, die an und für sich recht unwahrscheinlich ist und dadurch noch unwahrscheinlicher wird, daß sich die Strahlung in ihrer Durchdringungsfähigkeit bei größeren Filterdicken wieder ganz normal verhält —. Ich habe deshalb eine Reihe anderer Versuche angestellt, um für diese Erscheinung die richtige Erklärung zu finden. Zunächst suchte ich festzustellen, wie die Durchdringungsfähigkeit verändert wird, wenn zwischen das untersuchte

1) Die Intensität der reflektierten Strahlung ist aus Fig. 2 nicht zu erkennen. — Es sei nur bemerkt, daß mit zunehmendem Atomgewicht die Reflexion ziemlich stark ansteigt und daß unter sonst gleichen Verhältnissen die durch 0.1 mm *Al* hindurchgegangene Strahlung bei Blei als Reflektor ca. doppelt so intensiv ist, als bei *Al* als Reflektor. Genauere Messungen wurden hier nicht angestellt.

1) Es kommt aber bei diesen Versuchen auch noch eine sehr weiche Strahlung in Betracht, die in das Elektrometer gelangt, wenn bei Lage 1 die reflektierende Platte *P* oben weggenommen ist, wenn also bloß Reflexion an Luft stattfindet. Diese Luftstrahlung macht in dem mit *Al*-Folie bedeckten Zerstreuungsgefäß ca. 5 Proz. der von einer *Al*-Platte reflektierten Strahlung aus. Da sie aber sehr weich ist — für *Al* ergibt sich der ungefähre Wert $\mu/D = 100\ \mathrm{cm^2\,gr^{-1}}$ —, kann sie sich in den Kurven der Fig. 2a und 2b nur bei ganz geringen Filterdicken etwas bemerkbar machen. Die geringe Durchdringungsfähigkeit dieser Strahlen läßt es übrigens fraglich erscheinen, ob wir es hier mit einer umgewandelten Primärstrahlung oder einer eigentlichen Sekundärstrahlung zu tun haben. Vielleicht ist es auch eine reflektierte, sehr weiche β-Strahlung, die bei direkten Absorptionsversuchen schwer zu bemerken ist.

Metall und die Strahlungsquelle Platten verschiedenartigen Materials eingeschaltet werden. Bei diesen Versuchen wurde das oben offene Zerstreuungsgefäß des früher benutzten Blattelektrometers mit den beiden verschiedenartigen Metallplatten bedeckt und auf die obere ein in dünne *Al*-Folie eingewickeltes *Ur X*-Präparat gelegt. Gemessen wurde die Strahlung J_1, die von den beiden Platten zusammen, und die Strahlung J_0, die von der oberen Platte allein hindurchgelassen wurde und daraus die Größe μ/D nach der bereits benutzten Differenzengleichung (2'):

$$\frac{\mu}{D} = \frac{\log J_0 - \log J_1}{x \cdot D} \qquad (2')$$

berechnet, wo x die Dicke und D die Dichte der unteren Platte bedeutet. Die Resultate sind in Fig. 3 eingetragen, in der als Abszisse das Atomgewicht der oberen Platte, als Ordinate die Größe μ/D genommen ist. Die Dicke der oberen Platte wurde so gewählt, daß die ursprüngliche *Ur X*-Strahlung auf ungefähr den gleichen Betrag herabgesetzt wurde.

Aus der Fig. 3 ist zu ersehen, daß bei den untersuchten Metallen — einer Aluminiumplatte

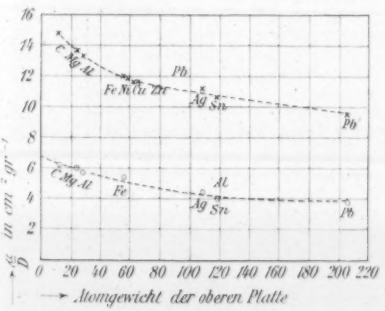


Fig. 3.

vom Gewicht 0,1 gr pro cm² und einer Bleifolie vom Gewicht 0,087 gr pro cm² — die nach (2') ausgewertete Größe μ/D mit wachsendem Atomgewicht abnimmt, daß also die Durchdringungsfähigkeit der Strahlung um so größer erscheint, je höher das Atomgewicht des Metalles ist, das die Strahlen vor ihrem Eindringen in das untersuchte Metall durchsetzen müssen.

Diese Versuche, bei denen die Metalle direkt aufeinander liegen, sind verhältnismäßig leicht zu erklären. Aus der Unterseite der oberen Platte tritt eine bestimmte Strahlungsmenge J_0 aus. Von dieser wird der Teil $\delta \cdot J_0$ von der unteren Platte ganz ohne Rücksicht auf die obere Platte durchgelassen, der Teil $\varrho \cdot J_0$ nach oben reflektiert. Von dieser nach oben reflektierten Menge wird um so mehr wieder nach unten reflektiert, je höher das Atomgewicht der oberen Platte ist. Zu der direkt durch die untere Platte gehenden Strahlenmenge $\delta \cdot J_0$ kommt also noch ein zweiter Teil hinzu, der mit dem Atomgewicht der oberen Platte ansteigt. D. h. die gemessene Durchdringungsfähigkeit des Strahlenbündels erscheint um so größer (μ/D um so kleiner), je höher das Atomgewicht der oberen Platte ist.

Wir dürfen jedoch die bei einigen Kurven der Fig. 2 festgestellte Zunahme der Durchdringungsfähigkeit nicht lediglich auf Kosten des wachsenden Reflexionsvermögens der oberen Platte setzen. Dafür spricht ein Versuch, der in Fig. 4 Kurve *a* beschrieben ist. Bei diesem Versuche wurde das *Ur X*-Präparat[1]) in einen unten halbkugelförmig verschlossenen Bleizylinder von ca. 8 mm Durchmesser und ca. 0,1 mm Wandstärke geschüttet und der Bleizylinder in ca. ½ cm Entfernung über den absorbierenden *Al*-Blechen aufgehängt. Die *Al*-Bleche wurden direkt auf ein oben offenes Zerstreuungsgefäß von 7 cm Durchmesser und 7 cm Höhe gelegt. Zum Vergleich sind in Fig. 4 weitere Kurven eingezeichnet: Kurve *b*, bei der als durchstrahlte Materie Blei und Kurve *c* und *d*, bei denen als Strahlungsquelle ein dünnes mit *Ur X* bedecktes *Al*-Folieblatt und als durchstrahlte Substanzen *Al* und *Pb* benutzt sind. Die Ordinaten der Kurven *a* und *b* einerseits und *c* und *d* andrerseits und damit die Intensitäten der von den beiden Metallen hindurchgelassenen Strahlung ein und desselben Präparats sind direkt miteinander vergleichbar. Die Kurven *a* und *b* sind übrigens erst bei einer Schichtdicke $> 0{,}1$ gr-Gew. cm^{-2} eingezeichnet, da die absorbierende Wand des Bleizylinders berücksichtigt werden mußte.

Wir ersehen aus Fig. 4, daß die *Pb*-Kurven *b* und *d* fast parallel nebeneinander herlaufen, während die *Al*-Kurve *a* anfänglich viel weniger steil als *c* abfällt, sich im weiteren Verlauf freilich ganz ähnlich wie *c* verhält.

Wenn also *Al* als absorbierendes Mittel benutzt wird, macht es für die hindurchgelassene Strahlung etwas aus, ob die Strahlen vorher durch *Pb* oder *Al* hindurchgegangen sind. Bei *Pb* als absorbierendem Mittel sind solche Unterschiede in der hindurchgelassenen Strahlung nicht zu erkennen. Dasselbe hatten wir bei den Versuchen der Fig. 2 bzw. Tabelle 1 gefunden.

Für den festgestellten Unterschied kann eine Reflexion der von *Al* reflektierten Strahlung an der darüber befindlichen kleinen Blei-

1) Zirka 0,1 gr Uranoxyd mit ungefähr 90 Proz. des in 250 gr Urannitrat enthaltenen *Ur X*.

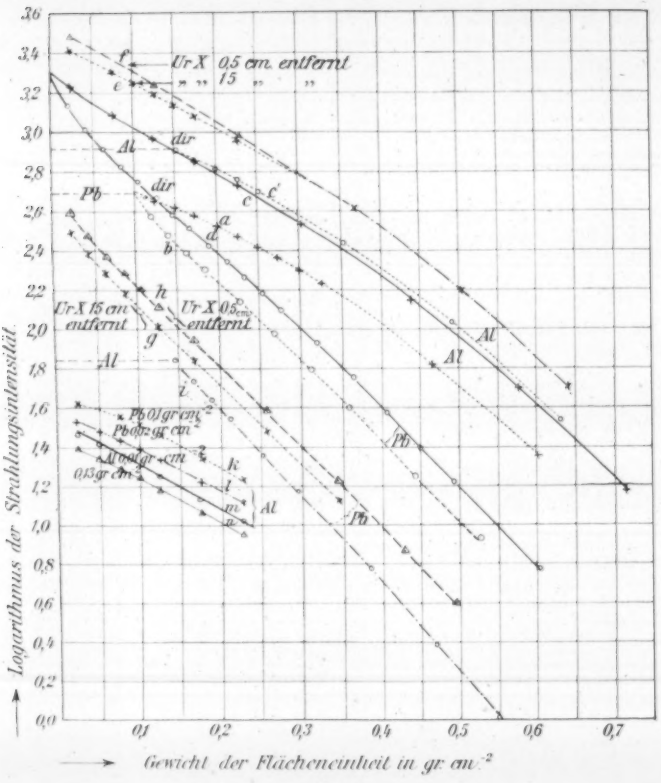


Fig. 4.

oberfläche nur von geringfügiger Bedeutung sein. Hauptsächlich scheint der Unterschied in den Kurven *a* und *c* daher zu rühren, daß die Strahlenverteilung in den beiden Fällen eine verschiedene ist. In dem Fall der Kurve *c* haben wir die aktive Materie direkt auf dem *Al* liegen. Es werden also verhältnismäßig viel Strahlen in das Elektrometer gelangen, welche die absorbierende Schicht in schräger Richtung durchsetzen und deshalb einen größeren Weg in der durchstrahlten Materie zurücklegen und stärker beeinflußt werden, als senkrecht auffallende Strahlen. In dem Fall der Kurve *a* kommen nur solche Strahlen in den Meßraum hinein, die unter einem bestimmten Minimalwinkel die *Al*-Oberfläche treffen.

Ist diese Überlegung richtig, so muß es möglich sein, lediglich durch Entfernen des Präparats von der durchstrahlten Schicht eine größere Durchdringungsfähigkeit des Strahlenbündels zu erzielen. Je weiter man also das strahlende Präparat von der durchstrahlten Schicht aufstellt, um so flacher muß anfänglich die Kurve für die hindurchgelassene Strahlung verlaufen.

Daß dies der Fall ist, ersehen wir aus den Kurven *e* und *f* der Fig. 4. Die beiden Kurven sind mit ein und demselben *Ur X*-Präparat aufgenommen. (Stark *Ur X*-haltiges Uranoxyd in *Al*-Folie eingewickelt und an dünnen Drähten aufgehängt, so daß störende Reflexionen vermieden wurden.) Bei Kurve *e* befand sich das Präparat in 15 cm, bei Kurve *f* in 0,5 cm Entfernung über der durchstrahlten *Al*-Schicht. Tatsächlich ist Kurve *e* anfänglich flacher als Kurve *f*. Auch Kurve *c'* läuft anfänglich ein wenig flacher als Kurve *c*; sie wurde erhalten, wenn sich das *Ur X* in einem kleinen Kästchen

aus 0,5 mm starkem *Al* in einer Entfernung von 3 cm über der absorbierenden Schicht befand.

Für größere Schichtdicken zeigen die Kurven *c*, *f*, *c* und *c'* innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Beobachtung identischen Verlauf. In der Figur können wir deshalb die Kurvenpunkte für größere Filterdicken zusammenfallen lassen, wie wir es z. B. für die Kurven *e* und *f* getan haben. Daß bei den verschiedenen Beobachtungssätzen für größere Filterdicken die anfänglichen Unterschiede in der Durchdringungsfähigkeit des Strahlenbündels verschwinden, rührt daher, daß eine Strahlenverteilung in einer bevorzugten Richtung sich beim tieferen Eindringen in die absorbierende Schicht nicht erhalten kann. Ein Bündel Parallelstrahlen z. B. wird beim senkrechten Auftreffen auf die absorbierende Schicht anfänglich eine ziemlich große Durchdringungsfähigkeit besitzen, da die Strahlen einen verhältnismäßig kleinen Weg in der durchstrahlten Materie zurückzulegen haben. Beim tieferen Eindringen wird sich aber die Wirkung der diffusen Streuung bemerkbar machen. Die Teilchen müssen jetzt in gleichdicken Plattenschichten größere Wege zurücklegen als vorher und werden deshalb leichter aufgehalten. Schließlich muß sich eine gleichmäßige Strahlenverteilung in der Materie ganz unabhängig von der anfänglichen Strahlenverteilung herstellen und sich für größere durchstrahlte Schichtdicken desselben Materials erhalten.

Da die diffuse Streuung dem Atomgewicht proportional ist (vgl. später Abschnitt II, Gl. 7) so ist sie für *Al* relativ gering; erst bei ziemlich großen Filterdicken wird sich deshalb bei *Al* eine gleichmäßige Strahlenverteilung herstellen. Anders bei *Pb*. Hier ist wegen des hohen Atomgewichts die Streuung groß; und es muß bereits für verhältnismäßig kleine Filterdicken eine gleichmäßige Strahlenverteilung zustande kommen. Es kann also z. B. in den Kurven für die von *Pb* hindurchgelassene Strahlung nichts ausmachen, ob die strahlende Materie mehr oder weniger weit von der durchstrahlten Bleischicht entfernt ist. Tatsächlich erkennen wir an dem identischen Verlauf der Kurven *g* und *h* der Fig. 4, die unter denselben Bedingungen, wie die *Al*-Kurven *e* und *f* aufgenommen sind, daß unsere Überlegung richtig ist. — Die *Pb*-Kurve *i* ist unter den gleichen Bedingungen wie die *Al*-Kurve *c'* aufgenommen. Die Strahlen gingen also zunächst durch ein *Al*-Kästchen von 0,5 mm Wandstärke in ca. 4 cm Entfernung von der absorbierenden Schicht hindurch. Diese Kurve *i* verläuft etwas steiler als die anderen *Pb*-Kurven, weil durch das vorgeschaltete *Al*-Blech die Strahlen durchschnitttlich mehr verlangsamt werden als durch ein *Pb*-Blech von gleicher absorbierender Wirkung.

Wir wenden uns noch einmal zu den Kurven *a* und *c'*. Sie waren erhalten, wenn sich das *Ur-X*-Präparat einmal in einer *Pb*-, das andere Mal in einer *Al*-Hülle über der absorbierenden *Al*-Schicht befand. Kurve *a* ist anfänglich etwas flacher als Kurve *c'*. Etwas Ähnliches erkennen wir aus Versuchen mit „Parallelstrahlen", die in Fig. 4, Kurve *k*, *l*, *m*, *n* wiedergegeben sind. Die „Parallelität" der Strahlen wurde dadurch erreicht, daß eine *Pb*- bzw. eine *Al*-Röhre von 8 mm lichter Weite und 8 cm Länge, mit ihrer Achse senkrecht zu den absorbierenden Platten dicht über diesen aufgestellt und das *Ur X* auf das mit *Pb*- oder *Al*-Folie verschlossene obere Ende der Röhre gelegt wurde (natürlich unter geeigneter Abblendung der seitlich vorbeigehenden Strahlen). Die benutzte Bleifolie hatte ein Gewicht der Flächeneinheit von 0,1 (*k*) bzw. 0,02 (*l*), die *Al*-Folie von 0,13 (*n*) bzw. 0,01 gr cm^{-2} (*m*). — Die vier Kurven sind in ihrem Verlauf sehr ähnlich. Nur Kurve *k* — bei diesem Versuch mußten die Strahlen die dickere der beiden Bleifolien durchdringen — ist anfänglich etwas weniger flach als die übrigen. Freilich ist ein deutlicher Unterschied nur bis zu einer Intensitätsverminderung der ursprünglichen Strahlung um ca. 20 Proz. zu erkennen. Es ist deshalb anzunehmen, daß der anfänglich besonders flache Verlauf der Kurven *a* und *k* durch eine geringfügige Reflexion der Strahlen zwischen den *Al*- und *Pb*-Flächen verursacht wird. Natürlich muß man bei diesen Versuchen außerdem noch in Betracht ziehen, daß durch *Pb* die Geschwindigkeit der Strahlen weniger beeinflußt wird als durch *Al*, und daß auch hierdurch eine etwas geringere Steilheit der Kurve für die hindurchgelassene Strahlung bedingt wird.

Wenn wir die Geschwindigkeitsverminderung der Teilchen in Rücksicht ziehen, so könnte man an dieser Stelle fragen: Wie ist es überhaupt möglich, daß beim weiteren Eindringen in die Materie vielfach ein Exponentialgesetz für die hindurchgelassene Strahlung herauskommt? Wenn eine durchschnittliche Geschwindigkeitsverminderung der Teilchen stattfindet, dann müßte doch unter allen Umständen die Durchdringungsfähigkeit mit wachsender Schichtdicke kleiner werden? — Ein derartiger Einwand würde berechtigt sein, wenn wir anfänglich wirklich homogene Strahlen, also Strahlen gleicher Geschwindigkeit hätten. Nun wird aber in unser unbedecktes Zerstreuungsgefäß in den meisten Fällen bereits ein inhomogenes Strahlenbündel eintreten. Bei den mitgeteilten Versuchen wurden z. B. teilweise Präparate benutzt, die mit verhältnismäßig viel fremder Materie vermischt und in Papier- oder *Al*-Folie

eingewickelt waren. Durch die Papier- oder Metallschicht treten also Strahlen aus, die sämtlich kürzere oder längere Wege in Materie zurückgelegt und deshalb verschieden große Geschwindigkeitsverluste erlitten haben. Es sind also Strahlen verschiedener Geschwindigkeit vorhanden. Nun können wir unser inhomogenes Strahlenbündel stets in einzelne, event. unendlich viele Gruppen von konstanter Geschwindigkeit zerlegen. Wie wir für einen Moment annehmen wollen, soll jede dieser Gruppen nach einem reinen Exponentialgesetz durch Materie hindurchgelassen werden, so daß der in der Gleichung (1)

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\mu x}$$

vorkommende Koeffizient μ wohl für die verschiedenen Gruppen verschiedene, aber von der durchstrahlten Schichtdicke unabhängige Werte hat. Und zwar sollen die langsameren Strahlen eine geringere Durchdringungsfähigkeit (größeres μ) besitzen als die schnelleren. In dem hindurchgegangenen Strahlenbündel werden dann die schnelleren, d. h. durchdringenderen Strahlen überwiegen, und es wird für den Durchschnitt der Strahlen mit wachsender Schichtdicke der durchstrahlten Materie die Durchdringungsfähigkeit anwachsen. Nehmen wir auf der anderen Seite für einen Augenblick nur eine einzige homogene Strahlengruppe an, die beim Eindringen in die Materie einen Geschwindigkeitsverlust erleidet, also weniger durchdringend wird (bei der μ größer wird), dann bekommen wir, wie bereits auseinandergesetzt, eine Kurve, die konkav nach unten ist, also eine Krümmung im entgegengesetzten Sinn hat, wie die unter der vorigen Annahme erhaltene Kurve. In Wirklichkeit haben wir nun ein inhomogenes Strahlenbündel. Von diesem werden die schnelleren Strahlen besonders gut hindurchgelassen; dadurch wird die Durchdringungsfähigkeit durchschnittlich anwachsen. Auf der anderen Seite wird eine Geschwindigkeitsverminderung aller Teilchen eintreten: dadurch wird die Durchdringungsfähigkeit durchschnittlich kleiner werden. Wenn die beiden im entgegengesetzten Sinne wirkenden Einflüsse gleich groß sind, wird die Durchdringungsfähigkeit unvermindert bleiben. Wenn der eine oder der andere Einfluß überwiegt — das wird ganz von der ursprünglichen Zusammensetzung der untersuchten Strahlen und der Art der durchstrahlten Materie abhängen — wird man für den Logarithmus der Strahlungsintensität eine nach oben oder unten konkave Kurve erhalten.

Ist diese Überlegung richtig, so muß man mit einem anfänglich möglichst homogenen Strahlenbündel eine nach unten konkave Kurve erhalten. Ich habe das in einer früheren Mitteilung[1]) mit Strahlen von *Ur X* gezeigt. Als Strahlungsquelle benutzte ich dabei ein verhältnismäßig starkes Präparat, das in möglichst dünner Schicht auf ein Folieblatt von dem Material aufgetragen war, das bei den betreffenden Messungen auf sein Verhalten gegenüber der β-Strahlung geprüft werden sollte. Das aktivierte Folieblatt wurde unter Zwischenschaltung der absorbierenden Schichten auf das oben offene Zerstreuungsgefäß gelegt und die Ionisation bestimmt, einmal, wenn die aktivierte Folie unbedeckt, dann mit einer sehr dicken Platte des zu untersuchenden Materials bedeckt war. — Die damaligen mit *Al* und *Sn* gemachten Versuche sind durch weitere Versuche an *Pb*, *Pt* und *Au* ergänzt worden und mit diesen zusammen in Fig. 5a eingetragen. Die Kurven *a* sind bei unbedeckter, die Kurven *b* bei bedeckter aktiver Materie erhalten.

Wir ersehen aus Fig. 5a, daß sämtliche Kurven anfänglich konkav nach oben, im weiteren Verlauf mehr oder weniger nach unten gekrümmt sind. Bei den *a*-Kurven (unbedeckte aktive Schicht) ist diese Krümmung deutlich ausgeprägt, von den *b*-Kurven (bedeckte aktive Schicht) verlaufen die für *Au* und *Pt* fast geradlinig; die *Sn*-Kurve ist schwach, die *Al*-Kurve deutlich konkav gegen die Abszissenachse gekrümmt.

Diese Veränderung der Durchdringungsfähigkeit mit wachsender Filterdicke ist besser zu erkennen, wenn man die aus der Differenzengleichung (2') abgeleitete Größe μD in Abhängigkeit von $x \cdot D$ in ein Kurvenblatt einträgt. Dies ist in Fig. 5b geschehen.

Wenn die einzelnen Punkte für die μD-Kurven auch ziemlich unregelmäßig liegen — geringe Unregelmäßigkeiten in der Dicke der benutzten Metallblätter verursachen verhältnismäßig große Fehler —, so ist ein gemeinsamer Typus doch unverkennbar. μD fällt mit wachsender Filterdicke erst ziemlich schnell ab, um dann bei den *a*-Kurven recht beträchtlich, bei den *b*-Kurven mehr oder weniger stark anzusteigen.

Die anfängliche Abnahme von μD erklärt sich, worauf oben schon hingewiesen, durch die Reflexion im Innern der durchstrahlten Schicht selbst und durch eine nur bei sehr dünnen Filtern nachweisbare, sehr weiche β-Strahlung von *Ur X*; sie ist also bloß scheinbar. Dagegen rührt die Zunahme von μD bei größeren Filterdicken von einem durchschnittlichen Geschwindigkeitsverlust der Teilchen her. Diese Zunahme ist besonders ausgeprägt, wenn die aktive Schicht unbedeckt ist, wenn also anfänglich unbeeinflußte Strahlen vorhanden sind und wenn das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz klein ist. Wenn dagegen die aktive

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschrift 10, 6, 1909.

Schicht bedeckt ist, wenn also in unser Zerstreuungsgefäß außer den direkten Strahlen solche gelangen, die durch eine oder mehrfache Reflexionen an der oberen Schicht verlangsamt sind, so ist bei den hochatomigen Substanzen so gut wie keine, bei den niedrigatomigen Substanzen eine geringe Veränderung der Durchdringungsfähigkeit mit wachsender durchgelassene Strahlung erhalten wurden. An und für sich ist die Abweichung vom Exponentialgesetz ja überhaupt nur klein. Außerdem wurde als Strahlungsquelle entweder verhältnismäßig unreines Material benutzt, z. B. Urannitrat, bei dem also die β-Strahlen vor ihrem Eindringen in die zu untersuchende Substanz dicke Schichten anderen Materials zu

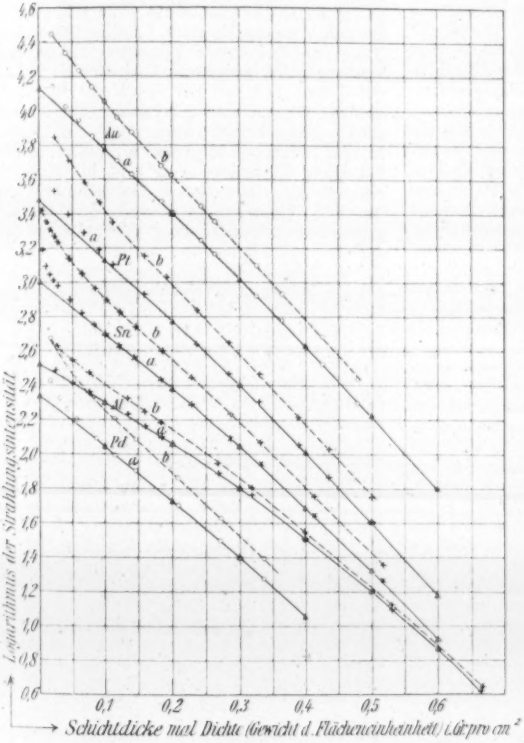


Fig. 5a.

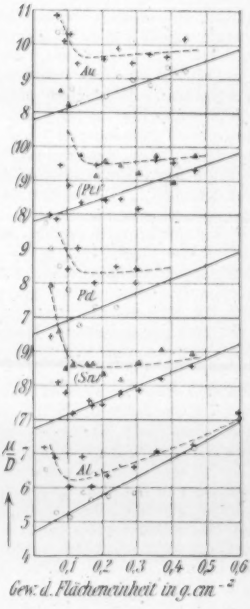


Fig. 5b.

Filterdicke festzustellen. Entschieden ist diese Veränderung stets kleiner, als bei den Versuchen mit unbedeckter aktiver Schicht.

Die Resultate dieser mit *Ur X* gemachten Versuche stehen in völliger Übereinstimmung mit den Schlüssen, die wir in Anschluß an die oben in Tabelle I und Fig. 2 mitgeteilten Versuche mit *Ra E* gezogen haben.

Unsere Versuche lassen verstehen, warum von den meisten Beobachtern innerhalb der Fehlergrenzen Exponentialkurven für die hindurchfliegen hatten oder das aktive Material befand sich in dünner Schicht in einem Schälchen ausgebreitet oder auf einer Metallplatte niedergeschlagen, so daß außer den direkten Strahlen reflektierte Strahlen in das Elektrometer gelangen konnten. In beiden Fällen sind also anfänglich stets Strahlen verschiedener Geschwindigkeit vorhanden gewesen. Und die gefundene Konstanz der Durchdringungsfähigkeit kam dadurch zustande, daß einmal durch „selektive Absorption" der langsameren Strahlen

die Durchdringungsfähigkeit erhöht, dann, daß sie durch die durchschnittliche Geschwindigkeitsverminderung sämtlicher Teilchen verkleinert wurde.

Bevor wir auf die eigentümlichen, aus der Fig. 5a und 5b erkennbaren Gesetzmäßigkeiten für den Zahlenwert von μ/D und seine Veränderlichkeit mit der durchstrahlten Schichtdicke eingehen, lohnt es sich, einen weiteren Punkt zu betrachten, durch den bei den Versuchen eine scheinbare Konstanz in der Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen vorgetäuscht werden kann. Ist die Anfangsintensität der β-Strahlen durch genügend starke Filter auf einen geringen Betrag ihres ursprünglichen Wertes herabgesetzt, dann wird sich neben der β-Strahlintensität die γ-Strahlintensität bemerkbar machen und der mit zunehmender Filterdicke größer werdende Prozentsatz der γ-Strahlung wird die Durchdringungsfähigkeit des gesamten Strahlenbündels vergrößern. Wenn nun auf der anderen Seite die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen infolge ihrer verminderten Geschwindigkeit kleiner wird, so kann geeignetenfalls bei bestimmten Filterdicken eine sich gleichbleibende Durchdringungsfähigkeit des gesamten Strahlenbündels herauskommen.

Natürlich wird der in Betracht kommende Anteil der γ-Strahlung ganz von der Versuchsordnung abhängen; und daß man innerhalb weiter Grenzen gerade eine Exponentialkurve für die gemessene Strahlung erhält, wird oft rein zufällig eintreten. Daß es aber möglich ist, geht aus der folgenden Tabelle II hervor, in der die bei verschiedener Anordnung erhaltenen Werte von μ/D für *Al* in Abhängigkeit von der durchstrahlten Schicht eingetragen sind. — Bei sämtlichen Versuchen ging die Strahlung des *Ra E*-Präparats durch eine *Al*-Schicht hindurch, die durch Aufeinanderlegen mehrerer Bleche von 0,5 mm Dicke gebildet war. Die Bleche wurden direkt auf das oben offene oder mit einem Bleidiaphragma bedeckte Zerstreuungsgefäß gelegt. Die Bleidiaphragmen hatten eine Dicke von 1,5 mm und zentrale kreisförmige Öffnungen von 5,5 bzw. 1,7 cm Durchmesser; sie waren auf ihrer Unterseite mit *Al*-Folie beklebt.

Wir sehen aus der Tabelle II, daß μ/D bei einer Filterdicke von 0,10 bis 0,15 cm bei den Versuchen 1 bis 4 merklich größer, bei den Versuchen 5 und 6 fast gerade so groß ist, als bei einer Filterdicke von 0,05 bis 0,10 cm. In den beiden letzten Fällen ist also die Durchdringungsfähigkeit innerhalb eines sehr großen Bereiches nahezu konstant. Es liegt dies eben daran, daß bei diesen Versuchen die im Zerstreuungsgefäß gemessene Ionisation zu einem merklichen Teil von der durch das Bleiblech hindurchgegangenen γ-Strahlung verursacht wird. Diese bewirkt auch, daß die Durchdringungsfähigkeit des gesamten Strahlenbündels bei einer Filterdicke von 0,15 bis 0,20 cm durchgängig größer wird. — Zieht man übrigens bei den Versuchen 5 und 6 den auf die γ-Strahlung fallenden Betrag der Ionisation von der Gesamtionisation ab, so ist auch hier für die übrig bleibende β-Strahlung eine Abnahme der Durchdringungsfähigkeit festzustellen.

II. Abhängigkeit der Strahlungskonstanten vom Atomgewicht.

Wir kehren jetzt zu unseren Versuchen über den Durchgang der *Ur X*-Strahlen durch Materie zurück und werden uns fragen, was wir über den numerischen Wert von μ/D aus den Fig. 5a und 5b aussagen können.

Zunächst ist aus Fig. 5a zu erkennen, daß die Kurven in ihrem Gesamtverlauf um so steiler gegen die Abszissenachse geneigt sind, je größer das Atomgewicht der betreffenden Substanz ist. μ/D wächst also bei den hier untersuchten Substanzen mit steigendem Atomgewicht an. Dasselbe folgt aus Fig. 6, in der weitere Versuche über die Durchlässigkeit verschiedener Substanzen zusammengestellt sind. Als strahlende Materie wurde stets eine auf dünne *Al*-Folie aufgetragene dünne Schicht von *Ur X* benutzt und diese unbedeckt auf die

Tabelle II.

Versuche mit *Ra E*-Strahlen: Abhängigkeit der Größe $\frac{\mu}{D}$ (in $cm^2 gr^{-1}$) von der Versuchsanordnung.

	1	2	3	4	5	6
Schichtdicke in cm	Kleines Zerstreuung-gefäß 7 cm Höhe, 7 cm Durchmesser oben offen	oben offen	Großes Zerstreuungsgefäß 14 cm Höhe, 12 cm Durchmesser oben offen	bedeckt mit Bleidiaphragma		
	Ra E direkt auf *Al*	*Ra E* 10 cm über *Al*	*Ra E* direkt auf *Al*	Öffnung: 5,5 cm *Ra E* 1 cm über *Al*	1,7 cm *Ra E* 1 cm über *Al*	1,7 cm *Ra E* direkt auf *Al*
0,05 bis 0,10	19,2	18,2	18,8	18,7	18,3	19,0
0,10 bis 0,15	20,8	21,1	21,5	21,7	17,2	18,7
0,15 bis 0,20	0,53	0,79	0,75	0,83	0,3	0,3

zu untersuchenden Platten gelegt. Diese waren meist in der Form dünngewalzter Bleche von ziemlich gleichmäßiger Beschaffenheit vorhanden; nur die Graphitplatten waren durch Bearbeitung auf der Drehbank aus größeren Stücken auf die Dicke von ca. 0.4 mm gebracht worden.

Während aus Fig. 5a und 6a ohne weiteres zu erkennen ist, daß bei gleichem Gewicht der Flächeneinheit eine Substanz um so weniger Strahlung durchläßt, je höher ihr Atomgewicht

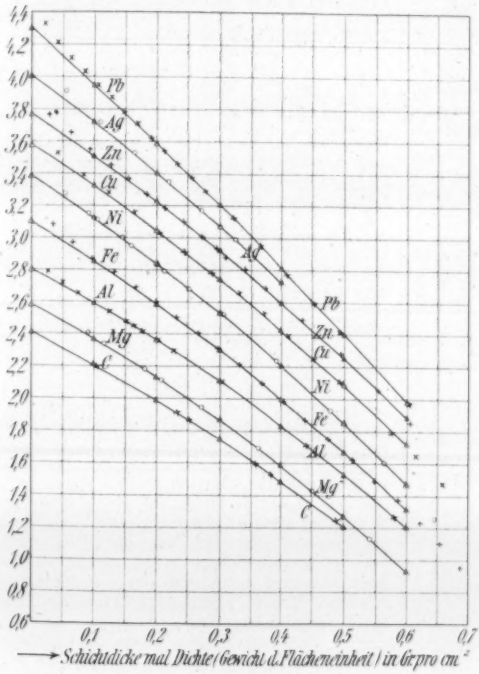


Fig. 6a.

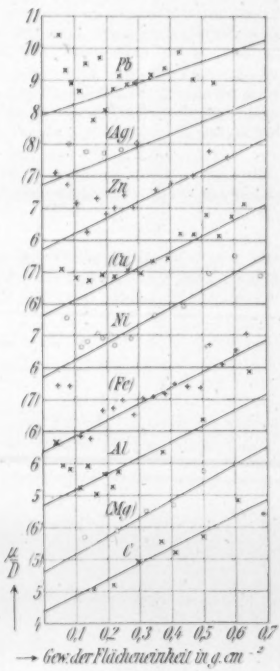


Fig. 6b.

ist, können wir vorläufig über die numerischen Werte von μ/D nichts Bestimmtes aussagen. Wir sehen ja aus Fig. 5b, daß μ/D nicht nur von der Versuchsanordnung abhängt, sondern auch bei ein und demselben Beobachtungssatz sich beträchtlich mit der durchstrahlten Schichtdicke ändert. Dasselbe ist aus Fig. 6b zu erkennen, in der die Werte von μ/D in ihrer Abhängigkeit von der durchstrahlten Schichtdicke in derselben Weise wie in Fig. 5b eingezeichnet sind. — Um nun entscheiden zu können, welche Gesetzmäßigkeiten für die Abhängigkeit des μ/D vom Atomgewicht gelten, ist es nötig, daß man bei jedem Element einen genau definierten Wert von μ/D nimmt. Die größte Berechtigung für die Grundlage weiterer Betrachtungen bietet entschieden derjenige Wert von μ/D, der für die Filterdicke 0 erhalten wird, wenn die aktive Materie in sehr dünner Schicht unbedeckt auf der durchstrahlten Substanz aufliegt. Denn dann haben die Teilchen ihre ursprüngliche unverminderte Geschwindigkeit, und sie sind beim Wegfliegen von der aktiven Materie gleichmäßig nach allen Richtungen verteilt [1]).

1) Gleichung (3) und die weiter unten benutzten Formeln sind unter der Annahme berechnet, daß sich die Teilchen bloß in einer Richtung bewegen. Diese Annahme ist gemacht, um das Problem rechnerisch verfolgen zu können. Sie widerspricht direkt der Tatsache einer diffusen Streuung, hat aber trotzdem eine gewisse Berechtigung, da man z. B. bei ähnlichen Problemen der kinetischen Gastheorie unter Berücksichtigung einer in bevorzugter Richtung oder einer nach allen Seiten stattfindenden Bewegung zu fast identischen Schlußresultaten kommt. — Die hier benutzten Strahlungskonstanten μ und ρ, oder α und β (vgl. später) beziehen sich dann bei unseren Überlegungen natürlich nicht auf Parallel-

Den Wert von μ/D für die Filterdicke 0 können wir aus den Kurven der Fig. 5b und 6b nicht direkt entnehmen. Denn bei kleinen Filterdicken sind die in der Figur eingezeichneten Werte kein Maß für die Durchdringungsfähigkeit des uns interessierenden Strahlenbundels. Anfänglich macht sich eben, wie oben auseinandergesetzt, eine sehr weiche β-Strahlung und vor allem die Reflexion der harten β-Strahlen in der durchstrahlten Schicht selbst bemerkbar. Dadurch wird die Durchdringungsfähigkeit scheinbar verkleinert. Wie weit diese störenden Einflüsse reichen, läßt sich am besten erkennen, wenn man unter Zugrundelegung bestimmter Werte von μ/D und p die durchgelassene Strahlung δ nach Gleichung (3a) berechnet und aus den Werten für δ nach der bereits benutzten Differenzenformel (2') die Größe:

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)' = \frac{\log \delta_1 - \log \delta_2}{D(x_2 - x_1)} \qquad (2'')$$

auswertet. Die so berechneten Werte von $\left(\frac{\mu}{D}\right)'$, wenn einmal das Wertepaar $\mu/D = 4{,}7$ und $p = 0{,}30$, das andere Mal $\mu/D = 7{,}9$ und $p = 0{,}72$ zugrunde gelegt wurden, sind in Fig. 7 vereinigt und lassen erkennen, daß der Einfluß

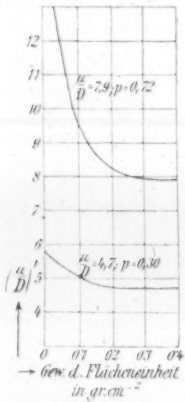


Fig. 7.

der durchstrahlten Materie auf die Durchdringungsfähigkeit der austretenden Strahlung für $x \cdot D =$ ca. 0·2 so gut wie verschwunden ist.

Diese Überschlagsrechnung beweist, daß wir zur Extrapolation des Wertes μ/D für $x = 0$ nur solche μ/D-Werte heranziehen können, die auf dem aufsteigenden Aste einer Kurve der Fig. 5b und 6b liegen.

Eine Extrapolation hat immer etwas Willkürliches an sich, zumal in unserem Falle, wo die einzelnen μ/D-Werte nicht mit sehr großer Genauigkeit zu bestimmen sind. Wir haben deshalb gar keinen Anhalt, welches Extrapolationsgesetz wir hier zugrunde legen sollen, können aber auf jeden Fall in erster Annäherung eine lineare Abhängigkeit des $\frac{\mu}{D}$ von $x \cdot D$ gelten lassen; d. h. setzen:

$$\frac{\mu}{D} = \left(\frac{\mu}{D}\right)_0 + 2\nu(xD), \qquad (4)$$

wo $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ den Wert für $x \cdot D = 0$ und ν eine Konstante bedeutet. Halten wir an der Gültigkeit der Differentialgleichung (2) für nicht zu kleine Filterdicken fest, so wird aus dieser Differentialgleichung (2):

$$d\mathcal{J} = -\frac{\mu}{D}\mathcal{J}d(x \cdot D) = -\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 \mathcal{J}d(xD) - 2\nu(xD) \cdot \mathcal{J} \cdot d(xD)$$

oder integriert:

$$\log \mathcal{J} = -\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 (xD) - \nu(xD)^2 + \text{const}$$

bzw.

$$\mathcal{J}_{(xD)} = \mathcal{J}_0 e^{-\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 \cdot xD - \nu(xD)^2}. \qquad (5)$$

Wenn wir unter Benutzung geeigneter Werte für $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ und ν eine Übereinstimmung dieser Formel mit den experimentellen Ergebnissen der Fig. 5a und 6a finden, so wird das für die Richtigkeit unserer linearen Extrapolationsformel (4) sprechen. Natürlich kann die Gleichung (5) nur für größere Schichtdicken gelten, da bei ihrer Ableitung der Einfluß der von der durchstrahlten Materie zurückreflektierten Strahlung nicht berücksichtigt ist.

Bei der Interpolation wurde so verfahren, daß durch die Kurvenpunkte der Fig. 5b und 6b, die zu Abszissen größer als ca. 0,15 g/cm² gehörten, eine Gerade gelegt wurde, die sich der Gesamtheit der Punkte möglichst gut anschloß. — Bei einem einzelnen Beobachtungssatz hatte man ziemlichen Spielraum in der Neigung dieser Geraden gegen die Abszissenachse. Wenn man jedoch die verschiedenen Beobachtungssätze miteinander verglich, so konnte man aus den Figuren die Gesetzmäßigkeiten berücksichtigen, die uns schon in den ursprünglichen Fig. 5a und 6a aufgefallen waren, daß nämlich i. a. mit abnehmendem Atomgewicht die Kurvenpunkte μ/D um so weiter nach unten rücken und die relative Vergrößerung der Ordinaten um so ausgeprägter

strahlen, sondern auf eine gleichmäßig nach allen Seiten verteilte Strahlung. Es ist dies der Grund, warum wir zur numerischen Bestimmung von μ/D bei der Filterdicke 0 eine Anordnung mit möglichst gleichmäßiger Strahlenverteilung benutzen.

wird, je kleiner das Atomgewicht der untersuchten Substanz ist.

Die aus Fig. 5b und 6b abgeleiteten Werte für $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ und ν sind in Tabelle III zusammengestellt.

Tabelle III.

Absorption und Reflexion der *Ur X*-Strahlen.

Substanz	Atomgewicht	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beob.	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ ber.	ν	100 ρ beob.	100 ρ ber.
C	12,0	4,4	4,52	2,5	—	14,0
Mg	24,4	4,6	4,63	2,8	25,5	28,0
Al	27,1	**4,7**	**4,70**	2,5	27,0	29,6
Fe	55,9	5,35	5,41	2,5	40,8	46,2
Ni	58,7	5,7	5,48	2,7	43,4	47,0
Cu	63,6	5,6	5,60	2,5	42,5	48,8
Zn	65,4	5,7	5,63	2,5	43,2	49,5
Pd	106,5	6,5	6,47	2,0	55,0	59,6
Ag	107,9	6,5	6,48	2,0	55,3	60,0
Sn	119,0	6,7	6,66	2,1	57,5	62,0
Pb	194,8	7,8	7,75	1,7	66,0	70,8
Au	197,2	7,8	7,77	1,7	68,4	71,2
Pb	206,9	**7,9**	**7,90**	1,7	68,4	71,9

Wir sehen aus Tabelle III, daß $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ mit wachsendem Atomgewicht stets zunimmt. Eine alleinige Ausnahme macht Nickel, das für sein Atomgewicht ein zu großes $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ besitzt. Diese Ausnahmestellung wird nicht etwa durch Ungenauigkeiten der Messungen bedingt. Vielmehr überzeugten mich Kontrollbeobachtungen, die unter etwas geänderten Versuchsbedingungen angestellt waren, daß bei gleichem Gewicht der Flächeneinheit Nickelplatten stets weniger β-Strahlung hindurchlassen, als Kupferplatten, daß also μ/D bei Nickel größer ist, als bei Kupfer. Eine ähnliche Ausnahmestellung des Nickels habe ich früher bei Beobachtung der reflektierten β-Strahlung feststellen können (vgl. ebenfalls Tabelle III, vorletzte Spalte). Auch die Untersuchungen von Barkla über sekundäre Röntgenstrahlen haben den Nachweis gebracht, daß sich Nickel den Röntgenstrahlen gegenüber in jeder Beziehung wie ein Metall vom Atomgewicht 61,3 verhält [1]).

Die Größe ν der Tabelle III ist nicht maßgebend für die relative Veränderung des μ/D mit wachsendem $x \cdot D$, wohl aber das Verhältnis von ν zu μ/D. Diese Größe nimmt im allgemeinen mit wachsendem Atomgewicht stark ab. Es ist das der zahlenmäßige Ausdruck für die bereits im ersten Teil dieser Mitteilung erwähnte Tatsache, daß die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen durch Materie um so mehr beeinflußt wird, je kleiner das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ist [1]).

Setzt man die Werte von $\left(\frac{\mu_0}{D}\right)_0$ und ν der Tabelle III in Gleichung (5) ein, so bekommt man die in Fig. 5a und 6a ausgezogenen Kurven, deren berechnete Punkte durch $\bigtriangledown$ angedeutet sind. Wir sehen, daß die Übereinstimmung der gefundenen und berechneten Werte eine recht gute ist und daß man deshalb unserer benutzten Extrapolationsformel (4) eine gewisse Berechtigung zuschreiben darf (wenigstens für $x D > 0{,}2$, wo unsere Berechnung nur gilt) [2]).

Wie aus Gleichung (3) hervorgeht, kommt für den Durchgang der β-Strahlen durch Materie außer μ/D noch eine zweite Größe in Betracht, die experimentell bestimmbar ist, nämlich die „maximale reflektierte Strahlungsenergie" ρ. Aus μ/D und ρ lassen sich unter Zugrundelegung der Annahmen, die uns zu Gleichung (3) geführt haben, nach den Gleichungen

$$\frac{\alpha}{D} = \frac{\mu}{D}\,\frac{1-\rho}{1+\rho} \quad \text{und} \quad \frac{\beta}{D} = \frac{2\mu}{D}\,\frac{\rho}{1-\rho^2} \qquad (6)$$

zwei andere Größen berechnen, der „wahre Absorptionskoeffizient" α und der „Reflexionskoeffizient" β. α ist ein Maß für die wirklich zerstörte, β ein Maß für die diffus zerstreute Energie. α und β scheinen nach meinen früheren Beobachtungen in einfacher Weise von dem Atomgewicht A und der Dichte D der durchstrahlten Substanz abzuhängen. Es ergab sich nämlich, daß die Größen

1) Vgl. C. G. Barkla, Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 306, 1908, „Bemerkung über Nickel".

1) Für die Zunahme von ν scheint außer dem Atomgewicht auch die Dichte der durchstrahlten Substanz von Bedeutung zu sein, und zwar in dem Sinne, daß bei zwei Substanzen von ungefähr gleichem Atomgewicht (z. B. bei *Mg* und *Al*) ν bei der spez. leichteren Substanz größer ist. Ob diese Zunahme freilich durch eine bei den leichten Substanzen besonders stark verringerte Durchdringungsfähigkeit bedingt wird, erscheint fraglich. Wahrscheinlicher rührt diese Zunahme daher, daß die Strahlen bei gleichem Gewicht der Flächeneinheit zweier Substanzen in der spez. leichteren einen längeren Weg zurückzulegen haben und deshalb eine größere seitliche Streuung erfahren, als in der spez. schwereren Substanz.

2) Freilich muß betont werden, daß durch gleichzeitiges geeignetes Variieren von $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ und ν Wertepaare zu erhalten sind, die in Gleichung (5) eingesetzt, eine gute Übereinstimmung der berechneten und gefundenen Kurven ergeben. Bei *Al* ist z. B. in Fig. 5 das Wertepaar $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 = 4{,}5$, $\nu = 2{,}7$; in Fig. 6 das Wertepaar $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 = 4{,}7$, $\nu = 2{,}5$ den berechneten Kurven zugrunde gelegt. Dabei lassen sich die beiden verschiedenen aber unter gleichen Versuchsbedingungen aufgenommenen Beobachtungssätze innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Beobachtungen zur Deckung bringen. Es ist deshalb sehr wohl möglich, daß die wahren Werte $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ um $+0{,}2$ von den in der Tabelle mitgeteilten abweichen. Dadurch würden die den späteren Rechnungen zugrunde gelegten Zahlenwerte verändert werden, nicht aber die weiterhin gezogenen Schlüsse.

$$\frac{\alpha}{D}\sqrt[3]{A} = c_1 \quad \text{und} \quad \frac{\beta}{D \cdot A} = c_2 \qquad (7)$$

für die verschiedenen Substanzen annähernd konstant sind. Wenn wir die Größe c_1 eines Atoms proportional seinem Atomgewicht setzen, so bedeutet die Konstanz von c_1, daß der „wahre Absorptionskoeffizient" α proportional der „Querschnittssumme" aller Atome ist. Und wenn wir weiterhin annehmen, daß die diffuse Streuung der β-Strahlen durch eine Einwirkung der an das Atom gebundenen auf die hindurchfliegenden Elektronen zustande kommt und daß die Zahl der gebundenen Elektronen proportional dem Atomgewicht ist, so sagt die Konstanz von c_2 aus, daß der „Koeffizient der diffusen Streuung" β proportional einmal der Zahl der an das Atom gebundenen Elektronen A und dann dem von den Atomen wirklich eingenommenen Raume D. Diese plausible Erklärung macht es wahrscheinlich, daß c_1 und c_2 wirklich zwei universelle Konstanten sind. Wenn wir also bei Benutzung einer bestimmten Strahlenart c_1 und c_2 durch die experimentelle Bestimmung von μ/D und ρ, bzw. α und β für ein einziges Element erhalten haben, so können wir rückwärts α und β, bzw. μ/D und ρ für jedes Element berechnen. Die hierfür gültigen Formeln ergeben sich aus (6) zu:

$$\mu = \sqrt{\alpha\,(\alpha + 2\beta)}$$

$$\rho = \frac{1}{\beta}\left[\alpha + \beta - \sqrt{\alpha\,(\alpha + 2\beta)}\right]$$

bzw. unter Benutzung von (7):

$$\frac{\mu}{D} = \sqrt{\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}} + 2c_2 A\right)} \qquad (8)$$

$$\rho = 1 + \frac{c_1}{c_2}\cdot\frac{1}{A\sqrt[3]{A}} - \sqrt{\left(1 + \frac{c_1}{c_2}\cdot\frac{1}{A\sqrt[3]{A}}\right)^2 - 1} \qquad (9)$$

Die Größen μD und ρ sind, wie betont werden soll, außer vom Atomgewicht der durchstrahlten Substanz lediglich von den Konstanten c_1 und c_2, ρ sogar nur vom Verhältnis c_1/c_2 abhängig. Kennt man also ρ für eine Substanz vom Atomgewicht A und damit c_1/c_2, so kann man ρ aus (9) für jede andere Substanz von gegebenem Atomgewicht berechnen. Nach (8) gilt für ein Element vom Atomgewicht A_1:

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)_1^2 = \frac{c_1}{\sqrt[3]{A_1}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A_1}} + 2c_2 A_1\right) \qquad (8a)$$

und für ein Element vom Atomgewicht A_2:

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)_2^2 = \frac{c_1}{\sqrt[3]{A_2}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A_2}} + 2c_2 A_2\right). \qquad (8b)$$

Daraus folgt:

$$c_1^2 = \frac{\left(\frac{\mu}{D}\right)_1^2 \sqrt[3]{A_2} - \left(\frac{\mu}{D}\right)_2^2 \sqrt[3]{A_1^2}}{\frac{\sqrt[3]{A_2^2}}{\sqrt[3]{A_1^2}} - \frac{\sqrt[3]{A_1^2}}{\sqrt[3]{A_2^2}}} \qquad (10)$$

und

$$c_2 = \frac{\left(\frac{\mu}{D}\right)_1^2 - \frac{c_1^2}{\sqrt[3]{A_1^2}}}{2c_1\sqrt[3]{A_1^2}} = \frac{\left(\frac{\mu}{D}\right)_2^2 - \frac{c_1^2}{\sqrt[3]{A_2^2}}}{2c_1\sqrt[3]{A_2^2}}. \qquad (11)$$

μD und ρ berechnen sich dann für ein beliebiges Atomgewicht aus (8) und (9).

Ich habe diese Rechnung durchgeführt für

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)_{Al} = 4{,}7 \quad \text{und} \quad \left(\frac{\mu}{D}\right)_{Pb} = 7{,}9.$$

Daraus ergibt sich mit Hilfe von (10) und (11) zunächst

$$c_1 = 7{,}66;\quad c_2 = 0{,}1130;\quad \frac{c_1}{c_2} = 67{,}8$$

und aus diesen beiden Werten mit Hilfe von (8) und (9) die Größe von μ/D und ρ für jedes beliebige Atomgewicht.

Die so berechneten Werte sind für die untersuchten Substanzen in die bereits erwähnte Tabelle III eingetragen. Wir sehen, daß die Übereinstimmung zwischen den berechneten und gefundenen μ/D-Werten gut ist. Dagegen sind die berechneten ρ-Werte sämtlich größer als die gefundenen. Nun habe ich bereits früher erwähnt, daß bei der Bestimmung von ρ Fehlerquellen unterlaufen[1]), die eine Entscheidung über den absoluten Wert dieser Größe nicht zulassen. Bevor deshalb nicht die Werte von ρ nach einer einwandfreien Methode neu bestimmt sind, muß der Hinweis genügen, daß die in Tabelle III berechneten ρ-Werte im Bereiche der Wahrscheinlichkeit liegen.

Die nach (8) und (9) berechneten Werte von μ/D und ρ sind außerdem in Fig. 8 Kurve c in ihrer Abhängigkeit vom Atomgewicht eingetragen. Wir sehen aus dieser Figur, daß ρ mit wachsendem Atomgewicht erst schnell, dann langsamer ansteigt. Die μ/D-Kurve fällt von dem Wert $\mu/D = 7{,}77$ für $A = 1$ erst steil ab, erreicht bei $A = 14{,}1$ den Minimalwert $\mu/D = 4{,}50$

1) Bei den in Frage kommenden Versuchen wurde eine dünne, mit der aktiven Materie bedeckte Metallplatte auf ein oben offenes Zerstreuungsgefäß gelegt und die Ionisation gemessen, einmal, wenn die aktive Schicht unbedeckt, dann mit einer Platte des zu untersuchenden Materials bedeckt war. Aus der Zunahme der Ionisation konnte die von der oberen Platte reflektierte Strahlung bestimmt werden. Diese Strahlung erscheint auf der einen Seite zu groß wegen der wiederholten Reflexionen an der oberen und unteren Platte, auf der anderen Seite zu klein, weil die reflektierte Strahlung im Durchschnitt weniger durchdringend ist, als die direkte Strahlung. Zu dünn darf man die aktivierte Platte nicht nehmen, da sonst Störungen durch die sehr weiche von *Ur X* ausgehende Strahlung zu befürchten sind.

und steigt dann im weiteren Verlauf ganz ähnlich wie die p-Kurve an.

Da die experimentell festgestellten Werte von μ/D mit Fehlern behaftet sind, — namentlich bei Substanzen mit kleinem Atomgewicht machen sich Änderungen in der anfänglichen Strahlenverteilung stark bemerkbar (vgl. Fig. 4) — so könnte man an dieser Stelle fragen, ob die in Fig. 8 eingezeichneten Kurven ihre Form bei Änderung der Konstanten c_1 und c_2 beibehalten.

Zunächst ist aus Gleichung (9) ersichtlich, daß die p-Kurve unverändert bleibt, solange das Verhältnis c_1/c_2 konstant ist. Wenn nun c_1 und c_2 jedes für sich z. B. mit der Konstanten a multipliziert wird, so vergrößern sich, wie aus (8) folgt, die Ordinaten der μ/D-Kurve ebenfalls um den Faktor a. Das Verhältnis entsprechender Ordinaten der beiden μ/D-

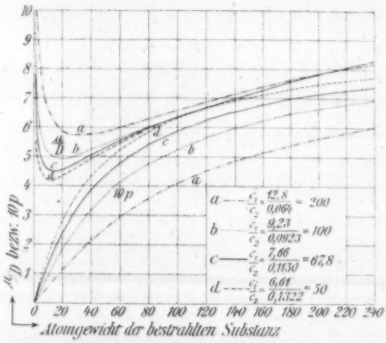


Fig. 8.

Kurven ist also bei konstantem c_1/c_2 für sämtliche Atomgewichte dasselbe und gleich dem Verhältnis der beiden c_1- bzw. c_2-Werte.

Wie sich die p- und μ/D-Kurve bei Änderung von c_1/c_2 verhalten, ist aus Fig. 8 zu ersehen. Den eingezeichneten Kurven sind die Werte $c_1/c_2 = 200$; $c_1/c_2 = 100$; $c_1/c_2 = 67{,}8$; $c_1/c_2 = 50$ zugrunde gelegt; die absoluten Werte der Konstanten c_1 und c_2 sind so gewählt, daß $\mu/D = 7{,}9$ für $A = 207$ (*Pb*!) wird. (12,8 und 0,064; 9,23 und 0,0923; 7,66 und 0,1130; 6,61 und 0,1322.)

Aus Fig. 8 erkennen wir folgendes:

Die p-Kurven steigen mit wachsendem Atomgewicht der bestrahlten Substanz vom 0-Punkt aus allmählich an und zwar auf um so höhere Werte, je kleiner c_1/c_2 ist. Das Ansteigen erfolgt für verschiedene c_1/c_2 nicht in derselben Weise. Je kleiner c_1/c_2 ist, um so stärker konkav ist die p-Kurve gegen die Abszissenachse gekrümmt.

Die μ/D-Kurven fallen sämtlich mit wachsendem Atomgewicht zunächst auf einen Minimalwert ab, um dann mit konkaver Krümmung gegen die Abszissenachse sanft anzusteigen. Der Minimalwert liegt bei um so kleinerem Atomgewicht und ist selbst um so kleiner, je kleiner c_1/c_2 ist. Die Änderungen von c_1/c_2 müssen schon ziemlich groß genommen werden, um den Unterschied in den Kurven deutlich hervortreten zu lassen.

Dieser Umstand bringt es mit sich, daß die absoluten Werte von c_1 und c_2 aus den Beobachtungen der μ/D-Werte nur mit verhältnismäßig geringer Genauigkeit zu bestimmen sind. Ändern wir z. B. bei unseren obigen Berechnungen den einen der zugrunde gelegten μ/D-Werte nur um 2 Proz., so bekommen wir c-Werte, die gegen die oben gefundenen um ca. 10 Proz. abweichen würden. Die geringe Genauigkeit der absoluten c-Werte ist aber bei unseren Untersuchungen von nebensächlicher Bedeutung, da es uns vor allem auf die Übereinstimmung der theoretisch berechneten und experimentell gefundenen μ/D- und p-Kurven ankommt. Und da dürfen wir — immer unter Betonung, daß bei der experimentellen Bestimmung der uns interessierenden Größen manche Fehlerquellen nicht zu vermeiden sind — ruhig von einer Übereinstimmung sprechen, solange wir c_1/c_2-Werte benutzen, die zwischen ca. 50 und 90 liegen.

Die gefundenen Gesetzmäßigkeiten für μ/D und p werden höchstwahrscheinlich außer für *Ur-X*-Strahlen für jede homogene β-Strahlung gelten. Nur in wenigen Fällen wird sich freilich eine einwandfreie Prüfung vornehmen lassen, da die β-strahlenden Produkte entweder schwer zu isolieren sind oder sich nach ihrer Isolation schnell in anders strahlende Produkte verwandeln. Aus Versuchen mit Aktinium, von dessen Zerfallprodukten *Ac C* eine homogene β-Strahlung von ziemlicher Durchdringungsfähigkeit aussendet, ließen sich unsere Gesetze wenigstens qualitativ bestätigen[1]). — Ich habe nun noch eine Anzahl Metalle auf ihre Durchlässigkeit für β-Strahlen von *Ra E* untersucht. Das *Ra E*-Präparat befand sich in Papier eingewickelt dicht über den untersuchten Platten, die das oben offene Zerstreuungsgefäß eines Blattelektrometers bedeckten. Die Strahlen mußten also, bevor sie auf die Platten auftrafen, zunächst einen Teil des Präparats selbst und die umgebende Papierhülle durchsetzen, sie waren also nicht so unbeeinflußt, wie die früher benutzten *Ur X*-Strahlen. Auch werden sich bei diesen Versuchen wegen der geringen Durchdringungsfähigkeit der *Ra E*-Strahlen Unregelmäßigkeiten in der Dicke der benutzten

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 737, 1907.

Metallfolien noch störender als bei den Versuchen mit *Ur X* bemerkbar machen. Die hier mitgeteilten Resultate sind deshalb etwas weniger zuverlässig, als die früheren mit *Ur X*.

Die Versuchsergebnisse sind in Fig. 9a und 9b zusammengestellt. In den Figuren sind dieselben Gesetzmäßigkeiten zu erkennen, die wir bei den Versuchen mit *Ur X* bemerkt hatten. Nimmt man das Gewicht der Flächeneinheit als Abszisse, wie es in Fig. 9 geschehen ist, so sieht man, daß die Kurven für den Logarithmus der hindurchgelassenen Strahlung

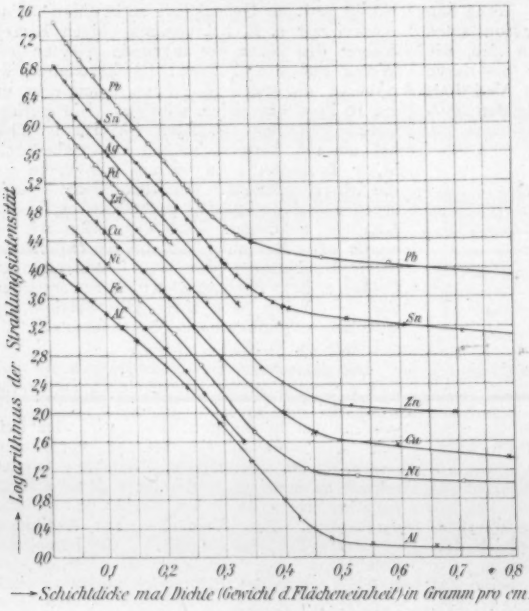


Fig. 9a.

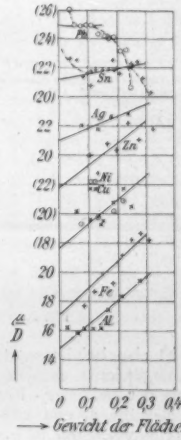


Fig. 9b.

um so steiler abfallen, je höher das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ist. Die Kurven verlaufen — wenigstens innerhalb bestimmter Grenzen — bei Metallen mit hohem Atomgewicht fast geradlinig, krümmen sich aber um so mehr konkav gegen die Abszissenachse, je niedriger das Atomgewicht wird.

Die μ/D-Kurven (vgl. Fig. 9b) müssen deshalb für Metalle mit niedrigem Atomgewicht ansteigen. Für Metalle mit höherem Atomgewicht wird dieser Anstieg aus zwei Gründen verwischt: bei kleinen Filterdicken macht sich die aus Gleichung 3 folgende Abweichung vom Exponentialgesetz bemerkbar, bei größeren Filterdicken kompensiert die dann merklich werdende γ-Strahlung die Abnahme der Durchdringungsfähigkeit. Und diese γ-Strahlung macht sich bei gleichem Gewicht der Flächeneinheit bei hochatomigen Substanzen viel eher bemerkbar, als bei niedrigatomigen, da jene Substanzen die β-Strahlen stärker reflektieren und absorbieren als diese. Bei Blei ist deshalb mit zunehmender Schichtdicke überhaupt nur noch ein Kleinerwerden des μ/D festzustellen.

Der theoretischen Berechnung der μ/D-Kurve habe ich die Annahme zugrunde gelegt, daß die Durchdringungsfähigkeit der *Ra E*-Strahlen gegen die Durchdringungsfähigkeit der *Ur X*-Strahlen für jede Substanz um den gleichen Faktor vermindert sei. Die p-Kurven für die beiden Strahlenarten sind dann identisch, worauf wir in Anschluß an Gleichung (9) hingewiesen haben. Die beiden μ/D-Kurven sind es, bis auf die verschiedene Ordinateneinteilung, ebenfalls.

Nimmt man für *Pb* den Wert $\mu/D = 25{,}0$ als richtig an, so kann man für alle übrigen Substanzen die μ/D-Werte berechnen, wenn man die μ/D-Werte der Tabelle III mit 3,16 multipliziert. Die so bestimmten Werte sind

in Tabelle IV mit den aus Fig. 9 für die Schichtdicke 0 extrapolierten Werten zusammengestellt. (Schnittpunkte der in der Fig. 9b ausgezogenen Geraden mit der Ordinatenachse!)

Tabelle IV.

$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ in $cm^2 gr^{-1}$ für β-Strahlen von *Ra E*.

Substanz	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beob.	ber.
Al	14,8	14,9
Fe	17,1	17,2
Ni	17,6	17,4
Cu	17,6	17,7
Zn	17,8	17,9
Pd	(20,4)	20,4
Ag	21,0	20,5
Sn	21,2	21,1
Pt	(22,8)	24,5
Au	(24,4)	24,6
Pb	25,0	25,0

Die eingeklammerten Zahlen rühren von Beobachtungssätzen her, die nur für kleine Filterdicken durchgeführt sind.

Die Übereinstimmung kann als eine befriedigende angesehen werden und als ein Beweis, daß bei den *Ra E*-Strahlen Strahlungskonstanten und Atomgewicht in ähnlichem Zusammenhang stehen, wie bei den *Ur X*-Strahlen. Freilich läßt die nicht allzu große Genauigkeit der experimentell bestimmten μ/D-Werte eine Entscheidung über die Richtigkeit der von uns gemachten Annahmen nicht zu, ob wirklich das Verhältnis der Durchdringungsfähigkeiten der beiden Strahlenarten für jede Substanz dasselbe ist. Unmöglich scheint auf jeden Fall diese Annahme nicht zu sein.

III. Absorption in Gasen.

Besonders auffallend ist bei den theoretisch berechneten Kurven der Fig. 8 der anfängliche steile Abfall der μ/D-Kurve. Ob für Substanzen von sehr kleinem Atomgewicht μ/D wirklich mit abnehmendem Atomgewicht stark ansteigt, läßt sich leider experimentell nicht direkt prüfen, da uns dünne Platten von niedrigatomigen Substanzen nicht zur Verfügung stehen.

Wohl aber ist es möglich, bei der Substanz mit dem kleinsten Atomgewicht, dem Wasserstoff, eine Größe zu ermitteln, die mit μ/D in engem Zusammenhang steht, nämlich den (auf die Masseneinheit bezogenen) „wahren Absorptionskoeffizienten" α/D. Nach (6) ist:

$$\alpha/D = \mu/D \cdot \frac{1-p}{1+p}.$$

Da nach Fig. 8 für $A = 1$, $p =$ ca. 0,01, so wird für Wasserstoff der Bruch $\frac{1-p}{1+p}$ annähernd gleich 1 und α/D annähernd gleich μ/D. α/D ist ein Maß für die absorbierte Strahlung. Wenn man nun annimmt, daß in Gasen die Ionisation durch die absorbierte Strahlung erzeugt wird und daß Ionisation und Absorption einander proportional sind, so kann man durch Messung der Ionisation in Luft und Wasserstoff ein Maß für die in diesen Gasen absorbierte Strahlung und damit α/D bekommen.

Die in Wasserstoff von *Ur X*-Strahlen erzeugte Ionisation wurde in einem luftdicht schließenden zylindrischen Ionisationsgefäß von 7 cm Höhe und 7 cm Durchmesser gemessen, dessen zentrale Elektrode mit dem Blättchenträger eines Blattelektrometers in Verbindung stand. Am Deckel des Gefäßes war ein in *Al*-Folie eingewickeltes *Ur X*-Präparat befestigt. Durch zwei am Ionisationsgefäß angelötete Gashähne konnte das Gas in das Zerstreuungsgefäß eingeführt werden. Gemessen wurde die Ionisation, einmal, wenn das Gefäß mit Luft, dann mit Wasserstoff unter Atmosphärendruck gefüllt war. Der Wasserstoff war in einem Kippschen Apparat durch Einwirkung von verdünnter Schwefelsäure auf chemisch reines Zink gewonnen und vor dem Einführen in das Zerstreuungsgefäß sorgfältig getrocknet.

Verschiedene Versuche ergaben, daß sich die Ionisation in Wasserstoff und Luft wie 1,00 : 6,00, oder, wenn man auf die Masseneinheit (Luft = 1) bezieht, wie

$$14{,}30 : 6{,}00 = 2{,}39 : 1{,}00$$

verhielt. Nun ist der auf die Masseneinheit bezogene „wahre Absorptionskoeffizient" α/D nach Gleichung (7) umgekehrt proportional der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht. Setzen wir das Atomgewicht der Luft = 14,4, so wird:

$$\frac{(\alpha/D)_{H_2}}{(\alpha/D)_{\text{Luft}}} = \frac{\sqrt[3]{14.4}}{\sqrt[3]{1}} = 2{,}43.$$

Die Übereinstimmung dieser berechneten Zahl mit der experimentell ermittelten 2,39 ist überraschend gut. Man darf dies wohl als einen Beweis für die Richtigkeit der gemachten Annahmen ansehen, daß einmal Ionisation und Absorption in Luft und Wasserstoff einander proportional sind und daß ferner die durch die Masseneinheit absorbierte β-Strahlenenergie umgekehrt proportional der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht ist. Und gerade durch diese letzte Annahme wird ja bedingt, daß μ/D für kleine Atomgewichte so hohe Werte annimmt.

Betont darf wohl noch werden, daß sich bei Berücksichtigung dieser Annahmen Wasserstoff den ionisierenden β-Strahlen gegenüber ganz normal verhält und durchaus kein beson-

ders hohes spezifisches Ionisierungsvermögen zeigt, wie man es bisher immer annahm[1]).

Außer Wasserstoff sind noch im gleichen Ionisierungsgefäß einige andere Gase auf ihr Ionisierungsvermögen unter dem Einfluß von *Ur X*-Strahlen untersucht. Die Gase wurden nach den üblichen Methoden hergestellt[2]) und vor Einbringen in das Untersuchungsgefäß in geeigneten Waschflüssigkeiten gewaschen und über Chlorkalzium oder Phosphorsäurepentoxyd getrocknet. Die Resultate sind in Tabelle V zu finden:

Ich habe außerdem noch die Ionisation in Bromdampf untersucht. Denn Brom muß wegen seines hohen Atomgewichtes ($A = 80$) die β-Strahlung viel weniger stark absorbieren als Luft. Bei Proportionalität zwischen Absorption und Ionisation müßte auch in Bromdampf eine besonders kleine spez. Ionisation zu erwarten sein, nämlich 0,565 der in Luft.

Die bei den Versuchen mit Brom gewählte Anordnung ist aus Fig. 10 zu ersehen. Das Zerstreuungsgefäß Z aus Eisenblech stand durch ein 18 cm langes Messingrohr R von

Tabelle V.

Gas	Chem. Formel	Zubereitungsart	Ionisation (Luft = 1,00)	Spez. Ionisation (Luft = 1,00)
Methan . . .	CH_4	Aluminiumkarbid und Wasser	0,739	1,33
Äthan . . .	C_2H_6	Elektrolyse von Natriumazetatlösung	1,57	1,45
Äthylen . . .	C_2H_4	Alkohol und Schwefelsäure	1,40	1,45
Azetylen . .	C_2H_2	Kalziumkarbid und Wasser	1,32	1,46
Sauerstoff . .	O_2	aus Bombe	1,16	1,05
Stickstoff . .	N_2	Verbrennen von Phosphor in Luft	0,97	1,00
Kohlensäure . .	CO_2	Salzsäure und Marmor	1,56	1,02

Wir sehen aus Tabelle V, daß die vier untersuchten Kohlenwasserstoffe, wie nach den Versuchen mit H_2 zu erwarten ist, ein größeres spezifisches Ionisationsvermögen haben als Luft; doch sind bestimmte Gesetzmäßigkeiten in den mitgeteilten Zahlen nicht zu erkennen. Stickstoff zeigt dieselbe, Kohlensäure eine etwas größere spezifische Ionisation als Luft. Die von Sauerstoff ist noch größer. Nach der Theorie, daß die spezifische Absorption umgekehrt proportional ist der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht, müßte bei Proportionalität zwischen Ionisation und Absorption die spezifische Ionisation in Sauerstoff kleiner sein als in Luft. Da das nicht der Fall ist, so muß eine unserer Annahmen falsch sein — wahrscheinlich die von der Proportionalität zwischen Absorption und Ionisation. Erwiesen ist diese Proportionalität bisher ja auch durchaus noch nicht; im Gegenteil, Versuche von Bragg mit α-Strahlen scheinen darauf zu deuten, daß Ionisation und Absorption durch einen Zwischenvorgang verbunden sind[3]).

2,2 cm Durchmesser mit dem Gehäuse eines Blattelektrometers E in leitender Verbindung. Die in Z zentral hineinragende Elektrode J

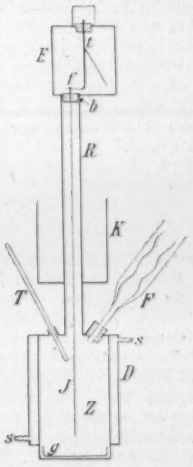


Fig. 10.

wurde durch ein im oberen Ende von R sitzendes Bernsteinstück b festgehalten und berührte eine am Blättchenträger t angelötetete Metallfeder f. Ladung des Elektrometers geschah

1) Vgl. J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases, Sec. ed. 1906, S. 299 u. 387. Interessant, daß nach den Versuchen von Rutherford und Makower (diese Zeitschr. 10, 361, 1909) die durch den Rückstoß von α-Teilchen bewegten Atomreste in Wasserstoff wirksamer absorbiert werden, als man auf Grund seiner Dichte erwarten sollte. Wasserstoff zeigt also auch dieser korpuskularen Strahlung gegenüber eine größere spez. Absorption als Luft. Und dabei sind die hier auftretenden Korpuskeln von einer ganz anderen Größenordnung als β-Teilchen.

2) Bei der Herstellung und Reinigung der Kohlenwasserstoffe war mir Herr Dr. Stohr in liebenswürdiger Weise behilflich.

3) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) 11, 623, 1906. „The energie spent by an α particle in an atom, and the resulting ionisation are not directly connected; there is an intervening link."

von oben. Ablesung der Blättchenstellung durch ein Ablesemikroskop. Das Zerstreuungsgefäß war in ein zweites etwas größeres Eisengefäß D eingelötet; durch dieses konnte mit Hilfe zweier Schlauchansätze $s\,s$ Wasserdampf hindurchgelassen werden. In das Zerstreuungsgefäß ragten von oben ein Thermometer T und ein Rückflußkühler F hinein. Das obere Ende dieses wurde während eines Versuches mit einem alkoholgetränkten Wattebausch bedeckt. Das flüssige Brom wurde vermittelst eines geeigneten Glastrichters durch die Thermometeröffnung hindurch in das am Boden des Zerstreuungsgefäßes Z befindliche Glasschälchen g eingeschüttet; der abnehmbare Boden von Z war dabei vorher durch herumgewickeltes Isolierband gedichtet worden. Überhaupt bewährte sich Isolierband an allen Stellen, wo die Apparatteile ineinander paßten und wo luftdichter Verschluß erwünscht war. — Um die Diffusion des Bromdampfes zum Bernstein hin zu vermeiden, war die Messingröhre R durch den Boden einer Blechbüchse K hindurchgeführt. In diese Büchse wurde während eines Versuches eine Kältemischung aus Eis und Salz gefüllt. Die Isolation des Bernsteins blieb unter diesen Vorsichtsmaßregeln während eines Versuches vorzüglich.

Wurde durch D Wasserdampf hindurchgeleitet, so zeigte nach kurzer Zeit das Thermometer eine konstante Temperatur an.

Zunächst wurden Kontrollversuche mit Luft gemacht, um zu sehen, ob die Ionisation bei Erhöhung der Temperatur in regelmäßiger Weise abnahm. Das Ur-X-Präparat wurde bei jedem Versuche auf die obere Wand von Z gelegt; nach jedem Versuche wurde die Isolationsfähigkeit des Apparates geprüft. — Es zeigte sich, daß die Ionisation bei höheren Temperaturen sich direkt aus der Ionisation bei Zimmertemperatur berechnen ließ, wenn man die verminderte Dichte der erwärmten Luft in Rücksicht zog. Bei den Versuchen mit Brom wurde mit den Ablesungen so lange gewartet, bis sich im Zerstreuungsgefäß eine konstante Temperatur eingestellt hatte. Dann blieb auch die Ionisation konstant.

Es ergab sich, daß bei gleicher Temperatur von Luft und Bromdampf (90° C) die Ionisation in Bromdampf 4,40mal so intensiv war als in Luft; die spez. Ionisation in Bromdampf ist also $4{,}40 : 5{,}53 = 0{,}80$mal so groß als in Luft.

Dieser Wert ist zwar größer als der (unter Voraussetzung der Proportionalität zwischen Ionisation und Absorption) berechnete theoretische Wert 0,565. Immerhin ist bemerkenswert, daß die spez. Ionisation im hochatomigen Brom kleiner ist als in Luft.

Natürlich können die Versuche über die Ionisation von Gasen erst dann zur Unterstützung unserer Ansichten vom Durchgang der β-Strahlen durch Materie dienen, wenn einmal mehr Beobachtungsmaterial vorliegt und ferner über den Vorgang der Ionisation festere Vorstellungen gewonnen sind.

Zusammenfassung der Resultate.

1. β-Strahlen erfahren beim Durchgang durch Materie einen geringen Geschwindigkeitsverlust, der um so größer ist, je niedriger das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ist und je mehr die Strahlen aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden.

2. Die Kurven für die hindurchgelassene Strahlung sind in weitem Maße von den Versuchsbedingungen abhängig. Sind in dem untersuchten Strahlenbündel Strahlen, die vorher durch andere Materie beeinflußt sind, so ist die Durchdringungsfähigkeit kleiner als die eines unbeeinflußten Strahlenbündels. Besteht das Strahlenbündel aus „Parallelstrahlen", so ist seine Durchdringungsfähigkeit anfänglich größer als bei einem Strahlenbündel mit gleichmäßiger Strahlenverteilung. Doch ist dieser Effekt nur bei niedrigatomigen Substanzen zu erkennen, da bei hochatomigen Substanzen sich infolge der starken diffusen Streuung Unregelmäßigkeiten in der Strahlenverteilung sehr rasch ausgleichen.

3. Die hindurchgelassene Strahlung läßt sich — für nicht zu kleine Filterdicken — durch die Formel ausdrücken:

$$\mathcal{J}_{(xD)} = \mathcal{J}_0 \cdot e^{-\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 \cdot xD - \varphi(xD)^2},$$

die theoretisch unter der Annahme zustande kommt, daß die Durchdringungsfähigkeit mit zunehmender Schichtdicke linear abnimmt.

4. Die experimentell bestimmbaren Strahlungskonstanten μ/D und φ (reziproke auf die Masseneinheit bezogene Durchdringungsfähigkeit und maximale reflektierte Strahlungsenergie) hängen außer vom Atomgewicht der untersuchten Substanz nur von zwei der betreffenden Strahlenart charakteristischen Konstanten ab.

5. Diese einfachen Gesetzmäßigkeiten erklären sich unter der Annahme, daß die β-Strahlung beim Durchgang durch Materie absorbiert und diffus zerstreut wird; und zwar muß der absorbierte Anteil proportional der Querschnittssumme der Atome der durchstrahlten Materie, der diffus zerstreute Anteil proportional einmal dem von den Atomen wirklich eingenommenen Raume und dann der Anzahl der an den Atomen haftenden Elektronen sein.

6. Wasserstoff zeigt, auf Luft bezogen, unter dem Einfluß von β-Strahlen ein sehr hohes spezifisches Ionisationsvermögen. Diese Erscheinung erklärt sich unter unserer obigen Annahme über die Abhängigkeit der Absorp-

tion vom Atomgewicht, daß nämlich die spezifische Absorption umgekehrt proportional ist der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht, und unter der weiteren Annahme, daß in Luft und Wasserstoff Ionisation und Absorption einander proportional sind.

7. Bromdampf zeigt eine geringere spezifische Ionisation als Luft; doch ist sie nicht so klein, wie sie nach der Theorie unter den eben gemachten Annahmen sein müßte.

Gießen, 19. Oktober 1909. Physikalisches Institut.

(Eingegangen 21. Oktober 1909.)

Über das Absorptionsgesetz der β-Strahlen.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Über die Absorption der β-Strahlen beim Durchgang durch Materie liegt eine Reihe von Arbeiten vor, deren Ergebnisse zwar in Einzelheiten beträchtlich voneinander abweichen, die aber im großen und ganzen den Schluß wahrscheinlich machen, daß die Absorption homogener β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz erfolgt. Insbesondere hat H. W. Schmidt[1]) durch direkte Messungen an den β-Strahlen des Radium E gezeigt, daß die Geschwindigkeit der Strahlen beim Durchgang durch Materie keine merkliche Änderung erfährt.

Wir selbst haben im Laufe der letzten zwei Jahre eine Untersuchung der β-Strahlen sämtlicher Radioelemente durchgeführt und sind auf Grund unserer Befunde zu dem Schluß geführt worden, daß einheitliche β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden. Andererseits haben wir bei nichthomogenen β-Strahlensubstanzen nie ein Exponentialgesetz erhalten.

Natürlich ist die Absorption der β-Strahlen in Materie ein sehr komplexer Vorgang, insbesondere durch die Streuung der primären Strahlen und das Auftreten sekundärer Strahlen. Diese beiden störenden Momente hatten wir aber bei unseren Versuchen auf ein Minimum beschränkt, indem wir einerseits mit möglichst senkrechten Strahlen arbeiteten und die Öffnung des Elektroskops so groß im Verhältnis zur Weite des Strahlenbündels wählten, daß auch bei starker Streuung noch der größte Teil der Strahlen in das Elektroskop gelangen mußte, andererseits als absorbierende Substanz Aluminium verwendeten, das unter allen Metallen die geringste Menge sekundärer Strahlen aussendet.

Aus dem Umstand, daß die Absorption nach einem Exponentialgesetz erfolgt, ergibt sich notwendigerweise der Schluß, daß die Geschwindigkeit der β-Teilchen keine merkliche Änderung erfahren kann. Für die Berechtigung dieser Annahme sprechen auch die Versuche von Makower[1]), der zeigte, daß die Zahl der β-Teilchen beim Durchgang durch Materie in genau derselben Weise abnimmt wie die Ionisation.

Nun ist in jüngster Zeit eine Arbeit von W. Wilson[2]) erschienen, die zu folgenden Ergebnissen gelangt:

1. Die Absorption homogener β-Strahlen findet nicht nach einem Exponentialgesetz statt, sondern nach einem praktisch linearen Gesetz.

2. Strahlen, die von Substanzen wie Uran X, Radium E und Aktinium ausgesendet werden, sind inhomogen und werden eben deswegen nach einem Exponentialgesetz absorbiert.

3. Die Geschwindigkeit der β-Strahlen wird beim Durchgang durch Materie verringert.

Diese Befunde stehen in direktem Widerspruch zu unseren oben angeführten Resultaten. Wir glauben aber den Nachweis erbringen zu können, daß sich aus den Versuchen Wilsons nicht die von ihm gefolgerten Schlüsse ziehen lassen und daß diese Versuche vielmehr unsere Resultate zu stützen geeignet sind.

Zum besseren Verständnis müssen wir auf die Versuchsanordnung Wilsons kurz eingehen. Die Figuren sind seiner Arbeit entnommen. Fig. 1 zeigt die Versuchsanordnung.

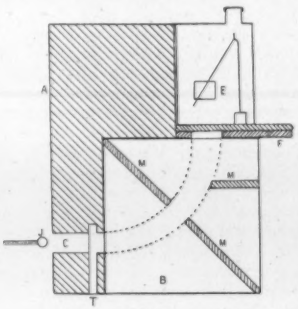


Fig. 1.

Die von $\mathcal{J}$ ausgehenden Strahlen von Ra oder Radiumemanation im Gleichgewicht werden durch ein magnetisches Feld in Richtung der gestrichelten Linien in das Elektroskop gelenkt. Der innere Radius der Strahlenbahn betrug in dem angeführten Fall 4 cm, der äußere etwa 5 cm. Die Eintrittsöffnung des Elektroskops war ebenso groß wie die Strahlenbahn.

Wilson meint durch diese Anordnung ziemlich homogene Strahlen zu erhalten, die er dann auf ihre Absorption untersucht. Aus den

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.

1) Makower, Phil. Mag. January 1909.
2) W. Wilson, Proc. Roy. Soc. A, **82**, 612—628, 1909.

erhaltenen Kurven zieht er die unter 1 und 2 oben angeführten Schlüsse.

Um den dritten Punkt, die Änderung der Geschwindigkeit beim Durchgang durch Materie zu beweisen, verfährt Wilson folgendermaßen: Er bestimmt zunächst, bei welcher Stärke des magnetischen Feldes das Maximum der Ionisation eintritt. Fig. 2, Kurve *a* zeigt die Ab-

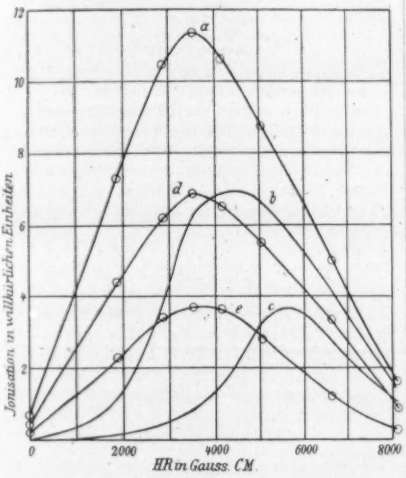


Fig. 2.

hängigkeit der Ionisation von der Feldstärke für diesen Fall. Hierauf bringt er Aluminiumbleche von 0,489 mm, bzw. 1,219 mm Dicke unmittelbar unterhalb des Elektroskops an, also derart, daß die Strahlen erst durch das Magnetfeld ausgeblendet werden, bevor sie durch das Aluminium gehen, und bestimmt wieder die Ionisation in ihrer Abhängigkeit vom magnetischen Feld. Die Kurven *b* und *c* der Fig. 2 geben die erhaltenen Messungsresultate wieder. Sie zeigen, daß selbstverständlich der Absolutwert des Maximums kleiner geworden ist und außerdem das Maximum bei größeren Feldstärken eintritt als bei Kurve *a*, d. h. es müssen jetzt mehr Strahlen von größerer Geschwindigkeit in das Elektroskop gebracht werden, um das Maximum der Ionisation zu erhalten als im ersten Fall. Wilson bringt nun die Aluminiumbleche an die mit $\mathcal{J}$ (Fig. 1) bezeichnete Stelle. Die Strahlen müssen jetzt erst das Aluminiumblech durchdringen, bevor sie in das magnetische Feld eintreten. Die Kurven *d* und *e* zeigen die für verschiedene Feldstärken beobachteten Ionisationen. Die Absolutwerte der Maxima sind die gleichen wie in den Kurven *b* und *c*; die Maxima selbst aber sind nicht mehr nach der Seite der stärkeren Felder verschoben, sondern sind der Lage nach identisch mit dem Maximum der Kurve *a*.

Verfasser schließt hieraus, daß die β-Strahlen beim Durchgang durch das Aluminium eine Geschwindigkeitsverringerung erfahren haben und daß daher das Maximum in den Kurven *d* und *e* bei schwächeren Feldern auftritt als in den Kurven *b* und *c*.

Zu Punkt 1 und 2 möchten wir bemerken, daß Wilson Strahlen von absolut verschiedener Geschwindigkeit zur Untersuchung brachte. Denn, da der innere Radius der Strahlenbahn 4 cm, der äußere 5 cm betrug, so konnten die Geschwindigkeiten der durch das Magnetfeld in das Elektroskop gebeugten Strahlen mindestens im Verhältnis von 4 : 5 variieren. Dieses Intervall ist sicher größer als das Geschwindigkeitsintervall der überhaupt aus dem Glasröhrchen austretenden β-Strahlen. Damit werden auch alle Berechnungen Wilsons, denen die Geschwindigkeitsbestimmungen aus der Stärke des verwendeten Magnetfeldes und dem Radius von 4 cm zugrunde gelegt sind, hinfällig.

Die von Wilson erhaltenen Kurven zeigen den allgemeinen Verlauf, der nach unsern Resultaten einem homogenen Strahlenbündel entspricht, dessen Öffnungswinkel im Verhältnis zur Öffnung des Elektroskops so groß ist, daß gestreute Strahlen nicht oder nur zu sehr geringem Teil zur Ionisation beitragen können.

Ein Beweis für ein lineares Absorptionsgesetz einheitlicher β-Strahlen ist also durch die Versuche Wilsons sicher nicht erbracht.

Was nun die Geschwindigkeitsänderung der β-Strahlen beim Durchgang durch Materie betrifft, so glauben wir, zeigen zu können, daß die Wilsonschen Versuche nicht nur keinerlei Beweis für eine Geschwindigkeitsänderung bieten, sondern bei richtiger Deutung sogar zu dem Schluß führen, daß die Geschwindigkeit ungeändert bleibt.

Daß für die Kurven *b* und *c* das Maximum nach der Seite der stärkeren Felder rückt, ist ganz selbstverständlich. Von den durch das Magnetfeld ausgeblendeten Strahlen werden die langsameren in dem Aluminium zum größten Teil absorbiert und es ist daher natürlich günstiger, wenn in den austretenden Strahlen von vornherein möglichst wenig leicht absorbierbare enthalten sind und zwar um so weniger, je dicker die absorbierende Schicht ist.

Anders verhält es sich, wenn die Strahlen durch das Aluminium gehen, bevor sie vom magnetischen Feld abgelenkt werden. Wir wollen den Fall betrachten, daß aus dem Glasrohr Strahlen von zweierlei Geschwindigkeiten austreten. Die Intensität der langsameren Strahlen sei $\mathcal{J}_1$, die der schnelleren $\mathcal{J}_2$. Das

magnetische Feld, für welches das Maximum der Ionisation eintritt, blende aus den Strahlen die Mengen $e_1 \mathfrak{J}_1 + e_2 \mathfrak{J}_2$ aus, wobei das Verhältnis $\frac{e_1}{e_2}$ durch die Feldstärke bestimmt ist. Läßt man nun die Strahlen vor ihrem Eintritt in das magnetische Feld durch Aluminium gehen, so werden die austretenden Strahlen unter allen Umständen geringere Intensitäten besitzen, etwa $\beta_1 \mathfrak{J}_1$, bezw. $\beta_2 \mathfrak{J}_2$, wobei natürlich β_1 kleiner als β_2 sein mag. Bezüglich der Geschwindigkeit der Strahlen sind nun zwei Möglichkeiten vorhanden:

1. Die Geschwindigkeit hat keine merkliche Änderung erfahren. Dann wird das Maximum der Ionisation immer bei derselben Feldstärke eintreten, wie im Fall der Kurve a, solange nur genügend weiche β-Strahlen vorhanden sind, um eine Beteiligung der Strahlen im Verhältnis $\frac{e_1}{e_2}$ zu ermöglichen. Erst wenn man so viel Aluminium eingeschaltet hat, daß infolge der zu starken Absorption diese Bedingung nicht mehr erfüllt ist, tritt eine Verschiebung des Maximums ein und zwar natürlich nach der Seite des stärkeren Feldes.

2. Die Geschwindigkeit wird verringert; dann muß eine Verschiebung des Maximums in Richtung der abnehmenden Feldstärke eintreten und zwar verglichen mit der Kurve a, bei welcher die Strahlen kein Aluminium zu durchsetzen hatten, und um so stärker, je dicker die absorbierende Schicht ist.

Die Resultate Wilsons stimmen nun, wie man aus der Fig. 2 erkennt, durchaus mit der Voraussetzung 1. überein, derzufolge die Geschwindigkeit nicht geändert wird. Durch die benutzten Aluminiumschirme ist die Intensität in Kurve d auf 60 Proz., in Kurve e auf 21 Proz. der ursprünglichen Stärke gesunken. Das Maximum der Kurve d tritt genau an derselben Stelle auf wie in Kurve a, das der Kurve e scheint sogar schon etwas nach rechts verschoben. Die Lage dieser Maxima mit denen der Kurven b und c zu vergleichen, wie es Wilson tut, ist selbstverständlich nicht statthaft.

Natürlich gelten alle diese Überlegungen nur für den von Wilson untersuchten Fall des Radiums, wo außer den weichen β-Strahlen von *Ra B*, die bei der benutzten Versuchsanordnung kaum in Betracht kommen, zwei voneinander nicht sehr verschiedene β-Strahlen (von dem komplexen *Ra C* herrührend) vorhanden sind.

Hätte Wilson die Versuche im magnetischen Feld mit homogenen β-Strahlen ausgeführt, so hätte er überhaupt keine Verschiebung des Maximums gefunden.

Chem. Institut der Universität Berlin.

(Eingegangen 1. November 1909).

Zur Analyse der Dispersionsformeln.

Von N. Umow.

1. In dem vortrefflichen Buche des Herrn Professor Woldemar Voigt — „Magneto- und Elektrooptik“ — finden wir auf der S. 108 folgende Dispersionsformeln:

$$n^2(1-\varkappa^2) = 1 + \sum \frac{\varrho\,(\nu_0^2 - \nu^2)}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu'^2\nu^2} \qquad (1)$$

$$2\,n^2\varkappa = \sum \frac{\varrho\,\nu'\nu}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu'^2\nu^2}. \qquad (2)$$

Es bedeuten hier n den reellen Brechungsindex, $\varkappa$ den Absorptionsindex; die Glieder der Summen beziehen sich auf verschiedene Elektronengattungen des Körpers, ν_0 ist die Eigenfrequenz der Elektronengattung des entsprechenden Gliedes, ν die Frequenz der fortschreitenden ebenen Welle, ν' eine Hilfsgröße, die von der Natur der Elektronengattung abhängt und klein gegen ν_0 ist.

Es ist

$$\varrho = 4\pi\,\mathfrak{N}\frac{e^2}{m},$$

wo $\mathfrak{N}$ die Zahl der Elektronen einer Gattung in der Volumeneinheit, e die Ladung, m die Masse eines Elektrons dieser Gattung bedeuten.

Es besitze der Körper N verschiedene Elektronengattungen; N bezeichnet dann die Zahl der Glieder in den Summen der Formeln (1) und (2). Die erste dieser Formeln können wir schreiben:

$$n^2(1-\varkappa^2) = N + \sum \frac{\varrho\,(\nu_0^2-\nu^2)}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\nu'^2\nu^2} = \sum\left[\frac{1}{N} + \frac{\varrho\,(\nu_0^2-\nu^2)}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\nu'^2\nu^2}\right]$$

oder

$$n^2(1-\varkappa^2) = \frac{1}{N}\sum \frac{(\nu_0^2-\nu^2)(\nu_0^2-\nu^2+\delta)+\nu'^2\nu^2}{(\nu_0^2-\nu^2)(\nu_0^2-\nu^2+0)+\nu'^2\nu^2} \qquad (3)$$

Hier ist gesetzt

$$\delta = N\varrho = N\mathfrak{N}\frac{4\pi e^2}{m}. \qquad (4)$$

$N\mathfrak{N}$ ist die Zahl der Elektronen in der Volumeneinheit im Falle, daß alle Elektronen einer und derselben Gattung wären; δ kann nur positiv sein.

2. Nehmen wir in einer Ebene ein rechtwinkeliges Koordinatensystem x, y und setzen

$$x = \nu^2 - \nu_0^2. \qquad (5)$$

Da ν alle Werte von 0 bis $+$ Unendlich annehmen kann, so ändert sich x von $-\nu_0^2$ bis $+\infty$.

Wir führen noch ein eine Schar von gleichseitigen Hyperbeln, deren Achsen in den Richtungen der Koordinatenachsen liegen und welche den verschiedenen Parametern δ entsprechen, die von 0 bis $+\infty$ variieren können:

$$y_\delta^2 = \nu'^2(x+\nu_0^2) - x(\delta - x). \qquad (6)$$

Wir sehen jetzt, daß der Zähler eines Gliedes

der Summe (3) dem Quadrate der Ordinate einer Hyperbel δ, der Nenner dem Quadrate der Ordinate der Hyperbel $\delta = 0$, gleich sind.

Wir haben also

$$n^2(1-x^2) = \frac{1}{N}\sum \frac{y_0^2}{y_0'^2}. \qquad (7)$$

Wollen wir jetzt die Lage der Hyperbeln (6) für ein Glied der Summe, also für eine Elektronengattung v_0, v' bestimmen. Es genügt nur von der Lage dieser Linien in der Halbebene $+y$, $\pm x$ zu reden.

Alle Hyperbeln (6) schneiden sich nur in einem Punkte, der auf der y-Achse liegt:

$$x = 0,\ y = v'v_0. \qquad (8)$$

Die Zentra aller Hyperbeln liegen auf der x-Achse. Die Abszissen dieser Zentra sind:

$$a = \frac{\delta - v'^2}{2}. \qquad (9)$$

Die Halbachsen α in der Richtung x und β in der Richtung y sind:

$$\beta = \sqrt{v'^2 v_0^2 - a^2},\ \alpha = \sqrt{a^2 - v'^2 v_0^2}. \qquad (10)$$

Wir müssen daher zwei Serien von Hyperbeln unterscheiden:

I. Serie: Hyperbeln, deren reelle Achse der Ordinatenachse parallel ist; für diese

$$a \leqq v'v_0,\ \delta \leqq v'^2 + 2v'v_0.$$

II. Serie: Hyperbeln, deren reelle Achse in der Richtung der Abszissenachse liegt:

$$a \gtreqless v'v_0,\ \delta \gtreqless v'^2 + 2v'v_0.$$

3. Sehen wir jetzt nach der Lage der Hyperbeln der ersten Serie. Es werden dann a die Abszisse und β die Ordinate des Scheitels einer solchen Hyperbel. Indem wir β quadrieren, erhalten wir:

$$\beta^2 + a^2 = v'^2 v_0^2. \qquad (11)$$

Es liegen also die Scheitel aller Hyperbeln mit Parametern

$$\text{von } \delta = 0 \text{ bis } \delta = v'^2 + 2v'v_0$$

auf dem Bogen eines Kreises vom Halbmesser $v'v_0$, dessen Zentrum im Koordinatenanfangspunkte liegt. Der Anfang des Bogens fällt mit dem Scheitel der Hyperbel $\delta = 0$ zusammen und hat die Abszisse $-\frac{v'^2}{2}$. Von diesem Punkte an nach der Richtung der positiven x-Achse liegen die übrigen Scheitel. Die Hyperbel $\delta = v'^2$ hat ihren Scheitel auf der y-Achse im Schnittpunkte aller Hyperbeln; die Hyperbel $\delta = 2v'^2$ liegt in bezug auf die Hyperbel $\delta = 0$ symmetrisch gegen die y-Achse. Das Ende des Bogens liegt auf der x-Achse und bildet den Scheitel der letzten Hyperbel dieser Serie; es zerfällt diese in zwei Geraden

$$y \mp x + v'v_0 = 0, \qquad (12)$$

da für diese

$$a = v'v_0,\ \beta = 0,\ \delta = 2v'v_0 + v'^2 = \delta_c.$$

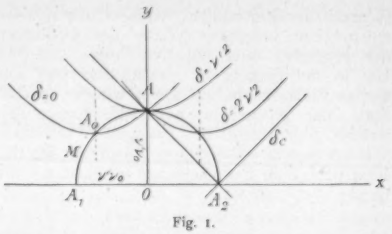


Fig. 1.

Diese Verhältnisse sind in der Fig. 1 dargestellt.

4. Die zweite Serie der Hyperbeln beginnt mit dem Parameter δ_c, also mit zwei Geraden (12). Die reelle Halbachse

$$\alpha = \sqrt{a^2 - v'^2 v_0^2}$$

liegt in der Richtung der x-Achse; sie stellt die Länge der Tangente, welche vom Zentrum der Hyperbel (Abszisse $= a$) zum Kreise M (Halbmesser $= v'v_0$) gezogen ist. Es sei in der Fig. 2, M der Kreis vom Halbmesser

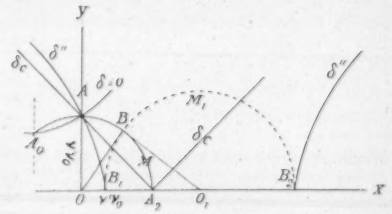


Fig. 2.

$OB = v'v_0$, O_1 das Zentrum einer Hyperbel der zweiten Serie, wobei aus (9)

$$\delta'' = 2a + v'^2,\ a = OO_1.$$

Wir ziehen die Tangente O_1B und beschreiben mit dieser Länge als Radius einen Kreis M_1. Seine Schnittpunkte mit der x-Achse geben uns die Scheitel B_1, B_2 der Hyperbel. Der Zweig, der zum Scheitel B_1 hat, geht außerdem, wie auch die entsprechenden Zweige anderer Hyperbeln, durch den gemeinschaftlichen Schnittpunkt A. Alle Scheitel dieser Zweige liegen zwischen $x = 0$ und $x = +v'v_0$, also auf dem Halbmesser OA_2 des Kreises M.

Der Strecke B_1B_2 der Abszissenachse, die zwischen den Scheiteln der Hyperbel liegt, also zwischen

$$a - \alpha \text{ und } a + \alpha$$

d. h. zwischen

$$\frac{\delta - v'^2}{2} - \sqrt{\left(\frac{\delta - v'^2}{2}\right)^2 - v'^2 v_0^2}$$

und

$$\frac{\delta - v'^2}{2} + \sqrt{\left(\frac{\delta - v'^2}{2}\right)^2 - v'^2 v_0^2} \qquad (13)$$

(Wurzeln der Gleichung $x^2 - x(\delta - v'^2) + v' v_0^2 = 0$) entsprechen imaginäre Werte der Ordinaten der Hyperbel oder negative Werte von y_s^2. Um in der Summe (7) Verhältnisse von nur reellen Linien zu haben, fügen wir der zweiten Serie der Hyperbeln noch die Kreise M_1, welche zum Kreise M orthogonal verlaufen. Wir erhalten ihre Gleichung, indem wir für das Intervall (13) in der Gleichung (6) statt y_s^2 die Größe $-y_s^2$ schreiben, d. h.

$$-y_s^2 = v'^2 (x + v_0^2) - x(\delta - x)$$

oder

$$(x - a)^2 + y^2 = a^2 - v'^2 v_0^2. \qquad (14)$$

5. Betrachten wir den Fall, daß v' sehr klein ist. Den Kreis M können wir in diesem Falle als mit dem Koordinatenanfangspunkt zusammenfallend annehmen. Von der ersten Serie der Hyperbeln bleibt nur die einzige mit $\delta = 0$, die die Form zweier Geraden $x + y = 0$ annimmt. Die Abszisse des Zentrums einer Hyperbel wird auch die Länge ihrer reellen Halbachse und die Hälfte ihres Parameters δ'', nach (9) geben. Der eine Scheitel aller Hyperbeln wird also immer im Koordinatenanfangspunkte liegen. Diese Verhältnisse sind in der Fig. 3 dargestellt. O_1, O_2 sind Zentra der Hyperbeln $\delta'' = OO_2$ und $\delta_1'' = OO_3$.

6. Die Werte x, für welche der Bruch

$$\mathcal{J} = \frac{y_s^2}{y_0^2} = 1 - \frac{\delta \cdot x}{y_0^2} \qquad (15)$$

Maximum oder Minimum wird, sind unabhängig von dem Werte des Parameters δ, was schon aus der Formel (15) ersichtlich ist.

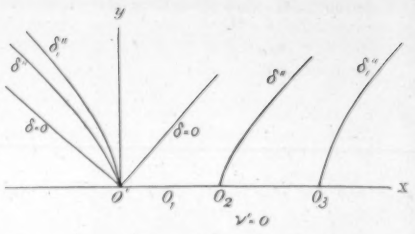


Fig. 3.

Wir haben

$$\frac{d\mathcal{J}}{dx} = \frac{\delta}{y_0^2}\left(\frac{(v'^2 + 2x)x}{y_0^2} - 1\right).$$

Die Bedingung $\frac{d\mathcal{J}}{dx} = 0$ gibt

$$y_0^2 - (v'^2 + 2x)x = 0$$

oder nach Einsetzen von y_0:

$$v'^2 v_0^2 - x^2 = 0, \text{ woraus } x = \pm v' v_0.$$

Die Maxima und Minima entsprechen also den Schnittpunkten des Kreises M mit der x-Achse. Für $x = -v'v_0$ ist die zweite Ableitung von $\mathcal{J}$ nach x negativ, wir haben ein Maximum; für $x = +v'v_0$ ist sie positiv, wir haben ein Minimum. Wir bilden die folgende Tabelle, deren letzte Kolumne weiter erklärt wird:

x:	y^2:	$\mathcal{J}$:	$\frac{\delta \cdot \eta}{y_0^2}$:
$-v_0^2$	0	$1 + \frac{\delta}{v_0^2}$	0
$-v'v_0$	$v_0^2 - v'v_0$	$1 + \frac{\delta}{2v'v_0 - v'^2}$ (Max.)	$\frac{\delta\sqrt{v_0 - v'}}{v'(2v_0 - v')\sqrt{v_0}}$
0	v_0^2	1	$\frac{\delta}{v_0 v'}$
$+v'v_0$	$v_0^2 + v'v_0$	$1 - \frac{\delta}{2v'v_0 + v'^2}$ (Min.)	$\frac{\delta\sqrt{v_0 + v'}}{v'(2v_0 + v')\sqrt{v_0}}$
∞	∞	1	0

Für die Hyperbeln der zweiten Serie ist $\delta > 2v'v_0 + v'^2$, also $\mathcal{J}$ Minimum ist negativ; auf beiden Seiten dieses Minimums finden wir $\mathcal{J} = 0$ für zwei Werte von x, die den Scheiteln dieser Hyperbeln entsprechen, da für diese $y_0^2 = \delta \cdot x$ ist, oder auch $y_s^2 = 0$.

7. Wir gehen jetzt zu der Gleichung (2) über. Man kann diese in der Form schreiben:

$$2u^2 \varkappa = \frac{1}{N} \sum \frac{\delta \cdot \eta}{y_0^2}, \qquad (16)$$

wo η die Ordinate der Parabel

$$\eta^2 = v'^2 (x + v_0^2) \qquad (17)$$

ist. Die Achse dieser Parabel fällt mit der x-Achse zusammen; ihr Scheitel hat die Abszisse $x = -v_0^2$. Sie schneidet den Kreis M in Punkten mit Abszissen $x = -v'^2$ und $x = 0$; der letzte Punkt ist der allgemeine Schnittpunkt aller Hyperbeln und in diesem haben die Parabel und die Hyperbel $\delta = 0$ eine gemeinsame Tangente. Der Parameter der Parabel ist $\frac{v'^2}{2}$; $\frac{\eta}{y_0}$ wird gleich eins bei $x = 0$, für andere Werte aber ist er immer ein echter Bruch; die oben angeführte Tabelle gibt einige Werte der Glieder der Summe (16). Die Fig. 4 zeigt diese Verhältnisse mit der Abweichung, daß, da v sehr klein gegen v_0 ist, der Scheitel S der Parabel müßte viel weiter in der Richtung $-x$ vom Koordinatenanfangspunkte liegen.

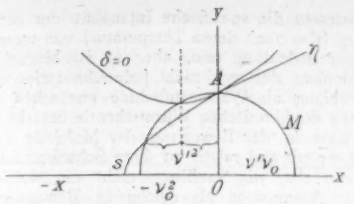


Fig. 4.

8. Die Gebiete der verschiedenen Elektronengattungen stehen in der Richtung der ν-Achse in Entfernungen, die den Differenzen der Quadrate ihrer Eigenfrequenzen gleich sind. Die Scheitel der Parabeln aller Gebiete liegen in einem und demselben Punkte $\nu = 0$ der x-Achse. Ein jedes Gebiet wird gebildet durch drei krumme Linien: zwei gleichseitige Hyperbeln $\delta = 0$, $\delta = \delta_1$ und einer Parabel, deren Zusammenhang oben angegeben und sehr einfach ist. Um eine Vorstellung über den Verlauf des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten in verschiedenen Fällen zu haben, können wir einige solcher Gebiete auf einem Koordinatenpapier auftragen und das Verhältnis der entsprechenden Ordinaten, die auf einem und demselben Perpendikel zur x-Achse liegen, bestimmen, und daraus mit Hilfe der Formeln (7) und (16) ein Bild der Erscheinung erhalten.

Es folgt aus dem Dargelegten, daß die Elektronengattungen nicht nur durch ihre Eigenfrequenzen charakterisiert werden, sondern noch in zwei Klassen bei einer und derselben Frequenz unterteilt sein müssen, je nachdem ihre Parameter der ersten oder der zweiten Serie angehören. Bei sehr schwacher Absorption haben die Elektronengattungen Parameter der zweiten Serie. Bei starker Absorption können Parameter beider Serien auftreten.

Moskau, Physikal. Inst. d. Univ., September 1909.

(Eingegangen 27. September 1909.)

Über die Arbeitsfähigkeit absorbierter Strahlungsenergie.

Von K. v. Wesendonk.

Verfasser hat seiner Zeit bei Gelegenheit einer kleinen Arbeit „Zur Thermodynamik“ [1]) angegeben, daß, wenn bei einem Kreisprozesse einem Körper- oder Oberflächenelemente der arbeitenden Substanz durch Strahlung Wärme zugeführt wird, für deren Verwandlungswert nur die Temperatur des Wärme aufnehmenden Elementes maßgebend sei. Erhält also ein Körper- oder Oberflächenelement, dessen Temperatur T_0 ist, durch Strahlung von außen die Wärmemenge dQ, so ist demnach in der bekannten Clausiusschen Ungleichung der Verwandlungswert $\frac{dQ}{T_0}$ einzusetzen. Dabei wird jedoch auf eine abweichende Ansicht von Poincaré hingewiesen, der in seiner Thermodynamik (deutsch von Jäger und Gumlich, 1. Auflage, S. 159) angibt, es sei bei photochemischen Prozessen auch die Temperatur der Strahlungsquelle in Betracht zu ziehen. In der zweiten französischen Auflage findet sich dieselbe Anschauung wieder, deren Berechtigung vielfach zugegeben zu werden scheint. So sei denn auf folgende, von hervorragender Seite gegebene Ausführungen hingewiesen. In den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft zu Berlin für 13. Dezember 1907, S. 753—757, weist nämlich Herr Warburg darauf hin, daß für photochemische Wirkungen zweiter Art, bei denen eine Vermehrung der freien Energie eintritt (wie bei der Zerlegung der Kohlensäure im chlorophyllhaltigen Stärkekorn, oder bei der Ozonisierung des Sauerstoffes) folgendes zu beachten sei: „Wenn man von einem Körper A von der Temperatur T absolut Wärme Q auf einen Körper A_0 von der Temperatur T_0 absolut überträgt, so kann bei einem solchen Vorgang, wenn er passend geleitet wird, ein Teil von Q in mechanische Arbeit umgesetzt werden, aber nach dem Carnot-Clausiusschen Prinzip höchstens der Bruchteil

$$\nu = 1 - \frac{T_0}{T} \quad \text{Gl. (1)},$$

Dabei kann die Wärme Q dem Körper A durch Leitung oder Strahlung entzogen werden. Im zweiten Falle existiert sie, ehe sie von einem anderen Körper B als Wärme aufgenommen wird, zwischen A und B als Ätherwellenenergie oder Strahlung. Es folgt daraus, daß die Strahlung in bezug auf ihre Verwandelbarkeit in mechanische Arbeit denselben Gesetzen wie die Wärme unterliegt. Betrachten wir also die schwarze Strahlung innerhalb einer thermaktinen Hülle von der Temperatur T, so ist die maximale bei Verwandlung dieser Strahlung in Strahlung von der Temperatur T_0 zu gewinnende mechanische Arbeit, welche z. B. mit Hilfe des Strahlungsdruckes erhalten werden kann, nach 1 zu berechnen“. Weiterhin wird dann im Anschluß an Herrn Planck die sogenannte spezifische Strahlungsintensität E eines Strahlenbündels von der Wellenlänge zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ eingeführt. Die Temperatur des betreffenden Strahlenbündels soll dann nach der sogenannten Wienschen Gleichung bestimmt werden. Wird nun ein solches Strahlen-

1) Wied. Ann. **67**, 451, 1899.

bündel in einer gegebenen Substanz vollständig absorbiert und tritt dabei eine photochemische Wirkung zweiter Art ein, dann soll der photochemische Nutzeffekt, d. h. der maximale, in freie chemische Energie zu verwandelnde Bruchteil der Strahlung wiederum nach Gleichung 1 zu bestimmen sein. Nähert sich die Temperatur der Strahlung der Temperatur T_0 des photochemischen reagierenden Körpers, so kann sie keinen chemischen Umsatz mehr erzeugen, z. B. nicht mehr ozonisierend wirken. Diese Ausführungen sind, soweit Verfasser weiß, unwidersprochen geblieben, auch in die neueste Auflage von Nernsts „Theoretische Chemie" eingegangen. Herr Byk[1]) setzt zwar die geleistete photochemische Arbeit einfach proportional der absorbierten Lichtenergie, erklärt jedoch, das widerspreche nicht den Betrachtungen des Herrn Warburg, weil die Temperatur der Strahlung bei ihm stets dieselbe sei.

Trotzdem möchte Verfasser an der oben ausgesprochenen Ansicht über die Verwandelbarkeit der aufgenommenen Wärme festhalten. Gleichung (1) gilt für einen umkehrbaren Kreisprozeß, bei welchem die arbeitende Substanz Wärme bei der Temperatur T aufnimmt, zum Teil in Arbeit verwandelt und dann wieder Wärme bei der Temperatur T_0 abgibt. Dabei tritt keine andere Veränderung ein, als daß eine gewisse Arbeitsmenge erzeugt wird und eine gewisse Wärmemenge von der Temperatur T zu der Temperatur T_0 übergeht[2]). Wenn aber ein Körper eine gewisse Wärmemenge unter Veränderung seines Zustandes aufnimmt, so ist deren Verwandlungsfähigkeit nur bestimmt durch die Bedingungen, unter denen die betreffende Substanz sich umwandelt, wobei das Prinzip der Vermehrung der Entropie gewahrt bleibt. (Man denke nur an den bekannten Fall der isothermen Ausdehnung eines idealen Gases.) Die Temperatur, welche die betreffende Wärmemenge früher besessen hatte, kommt dabei gar nicht in Betracht. Bei der Dampfmaschine spielt ja, in bezug auf deren Nutzeffekt, die Temperatur des Feuers auch keine Rolle, nur die Temperaturen, welche die arbeitende Substanz annimmt, kommen in Betracht, und ganz ähnliches gilt ja auch bei dem Carnotschen Prozeß. Nun mag ja allerdings bei photochemischen Prozessen die spezifische Intensität der Strahlung (also auch deren Temperatur) von wesentlicher Bedeutung sein, aber es ist hierbei zu bedenken, daß wohl nicht jede Absorption von Strahlung als Wärmeaufnahme anzusehen ist. Nach der kinetischen Wärmetheorie besteht die Wärme in der Bewegung der Moleküle oder Atome mit und relativ zu ihren Schwerpunkten. Wenn aber die Strahlung nicht die Molekül- oder Atommasse als solche in Bewegungen setzt, sondern nur Schwingungen der Elektronen verursacht, so kann man darin wohl nicht eine Wärmezufuhr erblicken. Das gilt auch noch, wenn später die Elektronenbewegung sich in Wärme umsetzen sollte, wie ja denn auch ein adiabatischer Prozeß ein solcher bleibt, wenn die ihm unterworfene Substanz, z. B. durch Kompression oder Erregung von Wirbelströmen erwärmt wird. In solchen Fällen wird eben andere Energie als Wärme zugeführt, die sich dann erst sekundär in Wärme umsetzt. Akzeptiert man Anschauungen, welche Herr Drude[1]) entwickelt hat, so wird man die Lichtabsorption bei normal dispergierenden Stoffen von violetten und ultravioletten Strahlen und bei anormal dispergierenden Substanzen die Absorption auch im sichtbaren Teile des Spektrums nicht als direkte Wärmeaufnahme ansehen können, da ja in beiden Fällen nur Elektronen in Schwingungen versetzt werden sollen. Dagegen kann man vielleicht die Absorption im ultraroten Teile des Spektrums als Wärmeaufnahme betrachten, weil ja dabei nach Drude die positiv geladenen Molekül- bzw. Atommassen zur Vibration gelangen. Daß nun auch bei photochemischen Prozessen durchaus nicht immer eine direkte Wärmezufuhr vorliegt, dafür spricht schon der Umstand, daß die meisten photochemischen Prozesse durch violette und ultraviolette Absorptionen bewirkt werden. Auch die elektromagnetische Theorie[2]) von Byk dürfte der hier vertretenen Auffassung günstig sein. Wenn aber dadurch, daß die Elektronen in Schwingungen versetzt werden, chemische Umsetzungen bewirkt werden sollen, so kann es wohl sein, daß dazu die Absorption einer Strahlung, deren spezifische Intensität eine gewisse Größe (bzw. Temperatur) besitzt, nötig erscheint. Das hat aber dann mit der Verwandelbarkeit der Wärme nichts weiter zu tun. Wenn es sich um einen photochemischen Prozeß zweiter Art handelt, bei dem also die freie Energie zunimmt, bzw. die Entropie abnimmt, so muß dafür natürlich die entsprechende Kompensation vorhanden sein. Da nun jeder Strahlung bekanntlich ein bestimmter Entropiewert zukommt,

1) Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellschaft 4. Jan. 1908, S. 67—77; vgl. ferner Zeitschr. f. Physik. Chem. **67**, 67, 1909.

2) Anmerkung bei der Korrektur: Elektromagnetische Wellen, die nicht durch geordnete elektromagnetische Vorgänge hervorgebracht werden usw. (siehe W. Wien, Enzyklop. der Math. Wiss. V_3, 284 u. f.) bilden einen Teil der Wärmelehre und unterliegen dem zweiten Hauptsatze derselben. Wird Strahlung in solche niederer Temperatur verwandelt, so gilt Gleichung 1) für die maximale Arbeitsleistung (W. Wien, l. c. 289). Ob aber bei photochemischer Absorption lediglich eine solche Verwandlung in Strahlung von der Temperatur der arbeitenden Substanz stattfindet, das ist doch wohl nicht bestimmt.

1) Ann. der Physik, N. F. **14**, 682, 724, 725, 958, 1904; Optik, 2. Aufl., S. 378, 1906.

2) Neuerdings als „thermodynamisch-elektrochemische Theorie" bezeichnet.

so ist es ja möglich, daß beim Übergang der Energie der Strahlung in solche der Elektronenschwingungen[1]) eine Zunahme der Entropie stattfindet. Diese muß dann eben groß genug sein, um die Abnahme der Entropie bei dem photochemischen Prozeß zweiter Art zu kompensieren. Jedenfalls muß es ein direkt mit der Absorption der Strahlung und deren photochemischer Wirkung verbundener Vorgang sein, der die Kompensation bewirkt, ohne eine solche ist ein photochemischer Prozeß zweiter Art allerdings nicht möglich. Die wirksame Strahlung braucht übrigens nicht von einem hocherhitzten Körper herzurühren. Es ist vielleicht auch denkbar, daß z. B. eine phosphoreszierende Substanz Strahlen von genügender spezifischer Intensität (Temperatur) liefert. Dabei kann die Phosphoreszenz eventuell durch einen radioaktiven Stoff oder dergleichen hervorgerufen werden, so daß also ein hochtemperierter Körper gar nicht in Frage kommt und man dann auch kaum an einen direkten Wärmeübergang denken wird. Indem Verfasser mit diesen wenigen Andeutungen sich erlaubt, auf einen anscheinend bislang übersehenen Gesichtspunkt bei der Theorie der photochemischen Vorgänge hinzuweisen, darf er vielleicht hoffen, daß sie zu weiteren eingehenderen Untersuchungen anregen werden.

1) (Anmerkung bei der Korrektur) resp. Elektronenbewegungen oder Verschiebungen. Man sehe die interessanten Darlegungen des Herrn Stark (z. B. diese Zeitschr. 9, 1908, 85—94 und 889—900, bes. auch Anm. S. 87). Soll Gl. (1) bei photochemischen Vorgängen gelten, so müßte sie wohl durch solche Betrachtungen begründet werden.

(Eingegangen 22. September 1909.)

Notiz über eine von der Feuerfliege herrührende fluoreszierende Substanz.
(Note on a fluorescent substance from the fire fly.)

Von W. W. Coblentz.

Wie beobachtet worden ist, enthält die milchige Flüssigkeit, welche die Feuerfliege (Photimus pyralis) bei der geringsten Berührung von sich gibt, eine Substanz, die in konzentrierter und von Eiweißstoffen freier Lösung eine tiefblaue Fluoreszenz aussendet. In unreiner verdünnter Lösung ist die Fluoreszenz der des gewöhnlichen Kerosins nicht unähnlich, wenngleich sehr viel schwächer. Diese fluoreszierende Substanz kommt in allen Teilen des Körpers vor; die geringste Menge ist im Kopf und im Prothorax vorhanden, der Hinterleib (die Licht aussendenden Segmente) enthält eine größere Menge, während der Thorax und die Flügeldecken (die ziemlich weich sind) die größte Menge enthalten. Die Flügeldecken sind von einem durchscheinenden gelblichbraunen Rande umsäumt, in dem sich die weiße Flüssigkeit, welche die fluoreszierende Substanz enthält, in größter Menge findet. Die Flüssigkeit wird in einem großen Tropfen vom Flügelrande bei leichtem Druck abgesondert. Hiervon machte ich Gebrauch, um eine Probe des reinen Materials zu sammeln. Wird die weiße Flüssigkeit der Luft ausgesetzt, so verdickt sie sich zu einer klebrigen Masse, die in Äther und Alkohol unlöslich, in frischem Zustande aber in Wasser löslich ist. Die fluoreszierende Substanz ist in diesen Flüssigkeiten löslich und wurde bei den späteren Versuchen mit Äther aus dem Insekt extrahiert. Diesem Extrakt wurde Wasser zugesetzt, die Eiweißstoffe wurden mit Bleiazetat ausgefällt, und die Lösung wurde dann durch Kochen konzentriert. Darauf wurde die Lösung mit oxalsaurem Kali neutralisiert, um einer Trübung während der photographischen Aufnahme des Fluoreszenzspektrums vorzubeugen. Die Aufnahme wurde mit demselben Apparate und mit denselben photographischen Platten gemacht, die für die Aufnahme des von der Feuerfliege ausgesandten Lichtes benutzt worden waren. Der Kadmiumfunke schien eine größere Fluoreszenz hervorzurufen als der Magnesium- oder der Aluminiumfunke und wurde als erregende Lichtquelle benutzt. Die Absorption scheint sehr groß zu sein, wie aus dem Umstande hervorgeht, daß die Fluoreszenz sich nur wenige Millimeter tief in die Lösung erstreckt. Das Fluoreszenzspektrum ist in der Figur wiedergegeben. Es zeichnet sich

durch seine Intensität und durch seine Ausdehnung aus. Das Spektrum zeigt keine Struktur und ist anscheinend von derselben Natur wie die gewöhnlichen Bandenspektren von Lösungen und festen Körpern.

Substanzen, die Fluoreszenz aufweisen, sind ziemlich häufig[1]), und die hier vorliegenden Daten sind für eine Diskussion zu spärlich. Die Isolierung des fluoreszierenden Bestandteiles ist ein chemisches Problem.

Es heißt, daß gewisse Licht aussendende Tiere einen phosphoreszierenden Bestandteil enthalten, aber mir ist keine Aufzeichnung über einen fluoreszierenden Bestandteil bekannt geworden. Wenngleich es vermutlich ohne Bedeutung ist, so scheint es doch recht merkwürdig, daß zufällig ein hochgradig fluoreszie-

1) Siehe Kaysers Handbuch der Spektroskopie, Bd. 4

render flüssiger Körper in diesem leuchtenden Insekte vorhanden sein sollte, bei dem die beiden Spektren komplementär sind und das emittierte Licht von größerer Wellenlänge ist als das Fluoreszenzlicht. Der Bereich des Fluoreszenzspektrums erstreckt sich von 0,38 μ bis 0,51 μ ($\Delta\lambda$ = etwa 0,13 μ), während sich das emittierte Licht von 0,51 μ bis 0,67 μ ($\Delta\lambda$ = etwa 0,16 μ) erstreckt. Das Maximum des Fluoreszenzspektrums tritt bei etwa 0,41 μ auf. Die Platte hat ein Gebiet höchster Empfindlichkeit bei 0,43 μ, durch welches sich das zeitliche Maximum des Fluoreszenzspektrums nach der langwelligen Seite hin verschiebt. Das von Herrn H. E. Ives und mir photographierte Spektrum des von dieser Feuerfliege (Photimus pyralis) emittierten Lichtes ist zur Veranschaulichung der Symmetrie der beiden Spektren in der Figur gleichfalls wiedergegeben.

In Veröffentlichungen finden sich Insekten erwähnt, die ein rötliches oder bläuliches Licht aussenden. Es handelt sich dabei offenbar um visuelle Beobachtungen, die infolgedessen von der Intensität abhängig sind. Dem Auge erscheint das Licht, das die Feuerfliege als stetiges Glühlicht aussendet[1]), minder grünlich als das momentane Aufblitzen, das intensiver ist, aber photographisch von dem schwächeren Licht qualitativ nicht verschieden zu sein scheint. Es würde nun wenig ökonomisch sein, und ist daher nicht zu erwarten, daß diese Insekten ein Licht hervorbringen, das ein weites Spektralgebiet bedeckt, und andererseits alles bis auf den emittierten Teil (mag das emittierte Licht nun rot, grün oder blau sein, wie berichtet wird) absorbieren; es war daher von Interesse, diese Frage zu untersuchen. Durch das liebenswürdige Entgegenkommen des National-Museums wurde mir die Möglichkeit geboten, drei Spezies der Elateriden (Pyrophorus noctolucus usw.) aus Cuba und Honduras zu untersuchen, die ein gelbgrünes Licht aussenden. In allen Fällen erwies sich die äußere Haut dieser Insekten, die Chitinschicht, in den Gebieten, wo sie die leuchtenden Stellen bedeckt, als vollkommen durchsichtig, während die Deckschicht anderswo von tief rötlichbrauner Farbe war. Hieraus geht klar hervor, daß die Farbe des ausgesandten Lichtes nicht von Absorption beim Durchgang durch die Chitinschicht herrührt, und daß sie die Gesamtsumme des ganzen erzeugten Lichtes ist. Daß das rote Licht, das manche Tiere aussenden sollen, das Ergebnis einer Absorption sei, erscheint höchst unwahrscheinlich.

Washington, D.C., im September 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 6. Oktober 1909.)

1) Bei der photographischen Aufnahme des emittierten Lichtes stellte es sich heraus, daß die Feuerfliege bei der Behandlung (Berührung der lichtliefernden Segmente mit einem Zahnstocher oder einem Stückchen Papier) die Herrschaft über die lichtspendende Funktion verliert und stundenlang, anscheinend ohne jeden Schaden für ihre Lebensfähigkeit, weiter glüht.

Über die Thermokräfte einiger Metalloxyde und -sulfide.

Von J. Weiß und J. Koenigsberger.

Da diese Substanzen nur in kurzen Stäben erhalten werden können, muß besonderer Wert auf genaue Temperaturbestimmung an den Lötstellen gelegt werden. Man darf nicht annehmen, daß die Lötstellen die Temperatur des schmelzenden Eises oder des Dampfes, in den sie tauchen, haben. Wir haben durch Aufkitten und dann durch Auflöten sehr kleiner Thermoelemente auf die Berührungsstellen Oxyd-Kupfer und außerdem durch Messungen an geschlossenen thermoelektrischen Kreisen eine exakte Temperaturmessung erreicht. Die Substanzen waren früher auf ihre chemische Beschaffenheit und ihr elektrisches Leitvermögen untersucht worden. Wir konnten daher an ihnen eine Vergleichung der aus der Elektronentheorie sich ergebenden Thermokräfte und der beobachteten vornehmen. Die Übereinstimmung ist teilweise gut; es soll hierüber andern Orts berichtet und die Literatur zusammengestellt werden. Wir haben kurz beigefügt, an welchen Substanzen die Thermokraft eine geringe und an welchen sie eine starke Abhängigkeit vom Material zeigt. Verwandt ist stets homogenes Material, dessen Leitvermögen den kleinsten Wert zeigt, welcher der betreffenden Verbindung eigentümlich ist. Ist letzteres nicht der Fall — auf etwa 20—30 Kristalle kommt kaum einer, an dem einige Quadratmillimeter keine Durchwachsungen zeigen —, so variiert die Thermokraft sehr. Hiervon und von der weniger genauen Temperaturbestimmung der Lötstellen an kurzen Stäben kommen die vielfach schwan-

Thermokraft pro Grad zwischen 20° und 80° in Volt im Mittel.

		Fundort	Abhängigkeit vom Material
Silicium	$-4{,}4\cdot10^{-4}$	künstlich, rein	fast gar keine
Magnetkies ∥ Achse	$-2{,}3\cdot10^{-3}$	Morro Velho	sehr gering
Ilmenit ∥ Achse . .	$-1{,}27\cdot10^{-4}$	Ural	ziemlich stark
Pyrit	$+1{,}29\cdot10^{-4}$	Val Giuf	gering
Manganit c-Achse	$+1{,}9\cdot10^{-4}$	Ilefeld	?
Graphit	$+5{,}3\cdot10^{-6}$	Ceylon	sehr gering
Magnetit	$+5{,}5\cdot10^{-5}$	Moriah Mine	gering
Molybdänglanz ⊥ Achse	$+7{,}27\cdot10^{-4}$	Okanogan County	an homogenen Kristall keine
Eisenglanz	$+4{,}73\cdot10^{-4}$	Ouro Preto	gering

kenden Werte der früheren Autoren für die Thermokräfte kristallisierter Metalloxyde und -sulfide.

Normalsubstanz war reines Kupfer. Positives Zeichen bedeutet, daß der Strom an der warmen Lötstelle vom Oxyd zum Kupfer fließt.

Wie man sieht, sind diese Thermokräfte zum Teil weit 10- bis 20mal größer als die von Metallen gegen Kupfer und von derselben Größenordnung, wie sie K. Baedeker für Kupfer- und Kadmiumverbindungen gefunden hat.

Die Änderung der Thermokraft mit der Temperatur wurde an Molybdänglanz gemessen.

Für Molybdänglanz war die Thermokraft pro 1° in Volt:

zwischen $68{,}7^0$ und $57{,}0^0 = 7{,}60 \cdot 10^{-4}$
$57{,}0^0$ „ $45{,}8^0 = 7{,}46 \cdot 10^{-4}$
$68{,}7^0$ „ $45.8^0 = 7{,}52 \cdot 10^{-4}$.

Sie scheint also mit steigender Temperatur zuzunehmen.

Freiburg i. B.

(Eingegangen 19. November 1909.)

Über die Kristallisation dünner Selenplatten.

Von W. S. Gripenberg.

Von den Methoden zur Überführung des amorphen Selens in die kristallinische, lichtempfindliche Modifikation ist bekanntlich die Methode von Smith (1873) die älteste und bewährteste. In der Tat dürfte bis jetzt kein Fall bekannt sein, wo dieselbe konstant ohne Erfolg bleibt.

Während der Bestrebungen, für meine Druckkontakt-Selenzelle [1]) möglichst dünne Selenplatten herzustellen, habe ich die Erfahrung gemacht, daß flüssiges Selen zwischen Glasplatten bis zu ca. 0,001 mm und darunter gepreßt, nach dem Erkalten nicht mehr nach der oben erwähnten und in diesem Falle einzig möglichen Methode kristallisieren läßt, selbst dann, wenn zur Zurücklegung des Temperaturintervalls + 18° bis 170 1 Stunde verbraucht wurde, mit darauffolgendem Konstanthalten auf 190 bis 200°. Zufügung eines Katalysators hat keinen merklichen Einfluß. Abtrennen der Glasplatten voneinander, bevor die Erwärmung erfolgt, hat zwar Kristallisation zur Folge, doch fließt das Selen bei der in 50° stattfindenden Erweichung in Tröpfchen zusammen, wodurch der Zweck der Arbeit natürlich verfehlt wird. Durch Sublimation hergestellte Schichten, bestehend aus voneinander isolierten Kügelchen von 0,00025 mm, und weniger, Durchmesser, kristallisieren dagegen normal. Dünne amorphe Selenplatten, welche einige Zeit in Chinolin eingetaucht waren, zeigen das Zusammenfließen in Tropfen nicht in so hohem Grade, doch scheint diese chemische Kristallisationsmethode [1]) in diesem Falle nicht recht geeignet zu sein.

Ich erlaube mir hiermit, eine ausführliche Beschreibung der Herstellung der fraglichen Selenplatten zu geben, um das Studium des Problems zu erleichtern.

Ein Stück mikroskopisches Deckglas von etwa 0,15 mm Dicke und 4×4 mm², sowie ein Stück Spiegelglas von bzw. 2 mm und 8×8 mm² werden aufeinander gelegt; zeigen sie Newtonsche Farbenringe, so kann der Versuch mit ihnen gemacht werden. Durch Sublimation erhält die Deckglasplatte einen ziegelroten bis grauen Anflug von Selen, auf die Seite, welche beim Probieren der Spiegelglasplatte zugewandt war; sie wird wiederum in dieselbe Lage gebracht und beide Platten in eine Schraubenpresse gelegt. Unter Vermittelung eines Stückes Asbestpapiers, etwa 0,2 mm dick, und einer ebenen Metallplatte (wenigstens 1 mm dick) drückt die Schraube die Deckglasplatte gegen das Spiegelglas. Die Druckpresse muß so eingerichtet sein, daß sich gerade unter der Schraube eine etwa 2×2 mm² große Öffnung befindet, damit die Selenschicht sichtbar sei. Man ist des Erfolges sicher, wenn Interferenzfarben sich zwischen den Glasplatten zeigen, trotz der Anwesenheit des Selens. Nun wird mittels eines Mikrogasbrenners oder einer entsprechenden anderen, etwa 5 mm hohen Flamme erwärmt, und zwar so, daß die Deckglasplatte möglichst heiß wird, während die dicke Glasplatte nur wenig über den Schmelzpunkt des Selens erhitzt wird. Hierdurch wird nämlich erreicht, daß die Selenschicht sehr fest an der dünnen Platte (auch nach Kristallisation) haftet, während meistens glattes Lostrennen von der anderen Platte erfolgt. Dünne Selenplatten sind außerordentlich zerbrechlich und die Anwendung des erwähnten Kunstgriffes erleichtert die Handhabung desselben sehr.

Die Überwindung der Schwierigkeit, welche durch das Versagen in diesem Falle des allgemeinen Sensibilisierungsverfahrens entstanden ist, hat unmittelbare praktische Bedeutung. Alles deutet nämlich darauf hin, daß durch die Anwendung des Druckkontaktprinzips, welches ja seit einiger Zeit bei wissenschaftlichen Untersuchungen verwendet wird, die bisherige Unzuverlässigkeit der Selenzellen beseitigt werden kann.

1) Von G. A. Schrott entdeckt 1906.

Helsingfors, 6. Oktober 1909.

(Eingegangen 17. Oktober 1909.)

1) E.T.Z. **21**, 495, 1909.

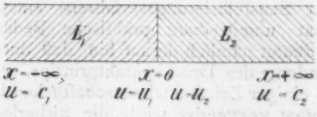
Die Einstellung der Grenzkonzentrationen an der Trennungsfläche zweier Lösungsmittel.

Von E. H. Riesenfeld und E. Zermelo.

Werden zwei Lösungsmittel, in denen beliebig viele Stoffe gelöst sind, miteinander in Berührung gebracht, so gleichen sich durch Diffusion die Konzentrationen allmählich derart aus, daß im Gleichgewichtszustande jede Molekülart ein konstantes Teilungsverhältnis zwischen den einzelnen Lösungsmitteln hat, unabhängig von der Gegenwart anderer Molekülgattungen und davon, ob die betrachtete Molekülgattung mit den andern sich chemisch umsetzt oder nicht[1]). Es ist ferner bekannt, daß an der Grenzfläche verschiedener Lösungsmittel das chemische Gleichgewicht in jedem Augenblick gewahrt bleibt, da im Vergleich zu der Langsamkeit, mit der sich Diffusionsvorgänge abspielen, sich das Gleichgewicht an der Grenzfläche mit sehr großer Geschwindigkeit einstellt[2]).

Unbeantwortet ist aber bis jetzt die Frage, wie groß die Konzentrationen sind, die sich an der Trennungsfläche einstellen, und in welcher Weise sie sich im Verlaufe des Diffusionsvorganges ändern. Diese Frage hat dadurch besondere Bedeutung gewonnen, daß die elektrischen und kapillaren Erscheinungen an Grenzflächen, zum Teil auch infolge ihrer chemischen und physiologischen Bedeutung, neuerdings mehrfach behandelt wurden.

Der Einfachheit halber sei im folgenden angenommen, daß die Lösungsmittel L_1 und L_2 nur den Stoff S gelöst haben, und daß, solange die Lösungen noch getrennt sind, die Konzentrationen von S in L_1 überall c_1 und in L_2 überall c_2 betragen. Zur Zeit $t=0$ werden L_1 und L_2 in einem horizontalen Diffusionszylinder von unendlicher Länge und dem Querschnitt 1 so aneinander geschichtet, daß sich bei $x=0$ die Grenzfläche befindet. Für alle Werte $x<0$ sei S in L_1 und für alle Werte $x>0$ in L_2 gelöst; seine Konzentration während des Diffusionsvorganges sei mit u bezeichnet (s. die Fig.).



Die unmittelbar an der Grenzfläche in L_1 und L_2 herrschenden Konzentrationen seien u_1 und u_2 genannt. Die Diffusionskoeffizienten von S mögen in L_1 und L_2 die Werte D_1 und D_2 haben, und k sei der „Teilungskoeffizient" von S in L_1 und L_2. Unter dem Teilungskoeffizienten wird das Verhältnis der Konzentrationen von S in L_1 und L_2 im Gleichgewichtszustande verstanden, das, wie oben angeführt, bei konstanter Temperatur von den Konzentrationen unabhängig ist.

Dann gelten für u die folgenden Bedingungen. Nach dem Fickschen Diffusionsgesetz ist:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D_1 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (x<0), \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D_2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (x>0). \tag{2}$$

Nach dem Nernstschen Verteilungssatz ist

$$u_1 - k u_2 = 0 \quad (x=0). \tag{3}$$

Da die an der Grenzfläche aus einem Lösungsmittel hinausdiffundierende Substanzmenge gleich der in das andere Lösungsmittel hineindiffundierenden sein muß, so ist ferner bei $x=0$

$$D_1 \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_1 - D_2 \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_2 = 0. \tag{4}$$

Endlich ist nach dem oben Gesagten

$$u = c_1 \text{ für } \begin{cases} x<0 \\ t=0 \end{cases} \text{ und für } \begin{cases} x=-\infty \\ t>0 \end{cases}, \tag{5}$$

$$u = c_2 \text{ für } \begin{cases} x>0 \\ t=0 \end{cases} \text{ und für } \begin{cases} x=+\infty \\ t>0 \end{cases}, \tag{6}$$

$$u \text{ und } \frac{\partial u}{\partial x} \text{ stetig an jeder Stelle } x \gtrless 0. \tag{7}$$

Macht man zunächst die Voraussetzung, daß bei $x=0$ von der Zeit unabhängig $u=u_1$ ist, so erhält man für (1) und (5) die Lösung[1])

$$u = u_1 + (c_1 - u_1)\,\Theta(\xi_1),$$

worin

$$\xi_1 = \frac{-x}{2\sqrt{D_1 t}}$$

ist. Hier bedeutet

$$\Theta(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi} e^{-\beta^2}\, d\beta,$$

$$\Theta'(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\, e^{-\xi^2}.$$

Für $x=0$ wird somit

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_1 = \frac{u_1 - c_1}{\sqrt{\pi D_1 t}}. \tag{8}$$

Ganz analog erhält man unter der Voraussetzung, daß bei $x=0$ von der Zeit unabhängig $u=u_2$ ist, für (2) und (6) die Lösung

$$u = u_2 + (c_2 - u_2)\,\Theta(\xi_2),$$

wobei

$$\xi_2 = \frac{x}{2\sqrt{D_2 t}}.$$

1) Nernst, Zeitschr. f. phys. Chem. **8**, 110, 1891.

2) Nernst, Zeitschr. f. phys. Chem. **22**, 541, 1897; Noyes und Whitney, Zeitschr. f. phys. Chem. **23**, 689, 1897.

1) Riemann-Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik, Bd. II, § 37.

ist. Für $x=0$ wird dann

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_2 = \frac{c_2 - u_2}{\sqrt{\pi D_2 t}}. \tag{9}$$

Setzt man diese Werte in (4) ein, so folgt

$$\sqrt{D_1}(u_1 - c_1) - \sqrt{D_2}(c_2 - u_2) = 0$$

oder

$$u_1\sqrt{D_1} + u_2\sqrt{D_2} = c_1\sqrt{D_1} + c_2\sqrt{D_2}$$

und hieraus unter Berücksichtigung von (3)

$$u_1 = \frac{k\left(c_1 + c_2\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}\right)}{k + \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}, \tag{10}$$

$$u_2 = \frac{c_1 + c_2\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}{k + \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}. \tag{11}$$

Die so gefundenen Gleichungen (10) und (11) stellen eine Lösung der oben aufgestellten 7 Bedingungsgleichungen dar. Um zu beweisen, daß die bei ihrer Ableitung gemachte Voraussetzung berechtigt ist, daß nämlich die Grenzkonzentrationen für alle Zeiten konstant sind, ist noch zu zeigen, daß diese 7 Bedingungen den ganzen Vorgang für $t>0$ eindeutig bestimmen.

Wären $u=u'$ und $u=u''$ zwei Lösungen derselben Gleichungen, so müßte die Differenz $v=u'-u''$, welche bei $x=0$ die Werte v_1 und v_2 annehmen möge, folgenden Bedingungen genügen:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D_1\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (x<0), \tag{1'}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D_2\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (x>0), \tag{2'}$$

$$\left.\begin{aligned} v_1 - k v_2 &= 0 \qquad (3')\\ D_1\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 - D_2\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_2 &= 0 \qquad (4') \end{aligned}\right\} \quad (x=0,\ t>0),$$

$$v=0 \text{ für } \begin{cases} t=0\\ x<0 \end{cases} \text{ und für } \begin{cases} t>0\\ x=-\infty \end{cases}, \tag{5'}$$

$$v=0 \text{ für } \begin{cases} t=0\\ x>0 \end{cases} \text{ und für } \begin{cases} t>0\\ x=+\infty \end{cases}, \tag{6'}$$

$$v \text{ und } \frac{\partial v}{\partial x} \text{ stetig für alle } x \gtrless 0, \tag{7'}$$

und es ist zu zeigen, daß dann immer $v=0$ sein muß.

Zu diesem Zwecke betrachten wir die Funktion

$$V = V(t) = \int_{-\infty}^{0} v^2\,dx + k\int_{0}^{\infty} v^2\,dx$$

und finden durch Differentiation und Benutzung von (1)' und (2)'

$$\frac{1}{2}\frac{dV}{dt} = \int_{-\infty}^{0} v\frac{\partial v}{\partial t}\,dx + k\int_{0}^{\infty} v\frac{\partial v}{\partial t}\,dx,$$

$$\frac{1}{2}\frac{dV}{dt} = D_1\int_{-\infty}^{0} v\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\,dx + kD_2\int_{0}^{\infty} v\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\,dx,$$

und weiter durch partielle Integration

$$\frac{1}{2}\frac{dV}{dt} = \left[D_1 v\frac{\partial v}{\partial x}\right]_{-\infty}^{-0} - D_1\int_{-\infty}^{0}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx$$

$$+\left[kD_2 v\frac{\partial v}{\partial x}\right]_{+0}^{\infty} - kD_2\int_{0}^{\infty}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx$$

oder, da wegen (5)' und (6)' $\frac{\partial v}{\partial x}$ im Unendlichen verschwindet und bei $x=\mp 0$ wegen (3)' und (4)' die Grenzglieder sich aufheben,

$$\frac{1}{2}\frac{dV}{dt} = -D_1\int_{-\infty}^{0}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx - kD_2\int_{0}^{\infty}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx \leqq 0.$$

Durch Integration folgt also für ein beliebiges positives t

$$V(t) - V(0) = \int_{0}^{t}\frac{dV}{dt}\,dt \leqq 0$$

oder, da nach (5)' und (6)' bei $t=0$ mit v auch V verschwindet,

$$V(t) \leqq 0,$$

während doch V seiner Definition nach wesentlich positiv sein muß. Somit folgt $V=0$ und hieraus weiter $v=0$ für beliebige Werte von $t>0$ und x.

Dieser Eindeutigkeitsbeweis läßt sich ohne weiteres auf den Fall eines endlichen Diffusionszylinders übertragen, an dessen Grenzen $x=-l_1$ und $x=+l_2$ die Bedingung $\frac{\partial u}{\partial x}=0$ für jede Lösung erfüllt sein muß. Dann ergibt sich ebenso für die Differenz v zweier Lösungen

$$V = \int_{-l_1}^{0} v^2\,dx + k\int_{0}^{l_2} v^2\,dx = 0$$

und hieraus $v=0$.

Bisher wurde stets angenommen, daß nur ein Stoff in beiden Lösungsmitteln gelöst ist. Sind mehrere Stoffe gelöst, so läßt sich für jeden einzelnen das gleiche ausführen, da sowohl die Verteilung eines Stoffes zwischen zwei Lösungsmitteln wie seine Diffusion von der Gegenwart anderer Molekülgattungen in verdünnten Lösungen unabhängig ist.

Es ist also hierdurch der allgemeine Satz gefunden: Schichtet man zwei Lösungsmittel übereinander, in denen beliebig viele

Stoffe gelöst sind, so stellt sich an der Trennungsfläche sofort für jeden der Stoffe eine Konzentration u_1 bzw. u_2 ein, die durch die Anfangskonzentrationen in beiden Lösungsmitteln c_1 und c_2 und die Teilungs- und Diffusionskoeffizienten k, D_1 und D_2 bestimmt ist. Sie beträgt:

$$u_1 = \frac{k\left(c_1 + c_2\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}\right)}{k + \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}, \quad u_2 = \frac{c_1 + c_2\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}{k + \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}.$$

Diese Konzentrationen bleiben auch während des Diffusionsverlaufes konstant, vorausgesetzt, daß die Diffusionszylinder genügend groß gemacht werden können, so daß keine Spiegelung an ihren Enden eintritt, was bei der Langsamkeit der Diffusionsvorgänge praktisch leicht zu erreichen ist.

Für das erste Stadium des Diffusionsvorganges kann man also stets die Konzentrationen an der Trennungsfläche als konstant ansehen und nach obigem leicht berechnen. Nach längerer Zeit aber müssen sich, wenn die Diffusionszylinder die begrenzten Längen l_1 und l_2 haben, die Konzentrationen allmählich ausgleichen, dann tritt also im allgemeinen eine Änderung der Grenzkonzentrationen ein. Der nach unendlich langer Zeit erreichte Wert ist auf folgende Weise leicht zu berechnen:

Die Summe der vor dem Zusammenbringen und nach dem völligen Ausgleich der Konzentrationen in beiden Lösungen vorhandenen Salzmengen muß gleich sein. Nennt man die an allen Orten zur Zeit $t = \infty$ in L_1 herrschende Konzentration u_1 und die in L_2 herrschende Konzentration u_2, so ist also:

$$c_1 l_1 + c_2 l_2 = u_1 l_1 + u_2 l_2. \qquad (12)$$

Setzt man in dieser Gleichung nach dem Verteilungssatz einmal

$$u_1 = k u_2$$

und ein andermal

$$u_2 = \frac{u_1}{k}$$

ein, so folgt

$$u_1 = \frac{k\left(c_1 + c_2\frac{l_2}{l_1}\right)}{k + \frac{l_2}{l_1}} \qquad (13)$$

$$u_2 = \frac{c_1 + c_2\frac{l_2}{l_1}}{k + \frac{l_2}{l_1}}. \qquad (14)$$

Der Vergleich dieser beiden Formeln mit (10) und (11) zeigt, daß, wenn sich die Längen der Diffusionszylinder wie die Quadratwurzeln aus den Diffusionskoeffizienten verhalten, dann die während des ersten Teils der Diffusion und nach dem völligen Konzentrationsausgleich an den Trennungsflächen herrschenden Konzentrationen gleich sind.

Nun läßt sich aber zeigen, daß in dem hier betrachteten Falle

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{\sqrt{D_1}}{\sqrt{D_2}} \qquad (15)$$

die Konzentrationen u_1 und u_2 während des ganzen Diffusionsvorganges konstant bleiben.

Bezeichnet man nämlich mit

$$\omega = F(\xi, \tau)$$

die (existierende und eindeutig bestimmte) Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2}$$

mit den Grenzbedingungen

$$\omega = 0 \text{ für } \tau = 0,$$
$$\omega = 1 \text{ für } \xi = 0, \quad \tau > 0,$$
$$\frac{\partial \omega}{\partial \xi} = 0 \text{ für } \xi = 1, \quad \tau > 0,$$

so genügt für konstante u_1 und u_2 ersichtlich der Ansatz

$$u = c_1 + (u_1 - c_1)\, F\left(\frac{-x}{l_1}, \frac{D_1}{{l_1}^2} t\right)$$
$$(-l_1 \leq x \leq 0),$$
$$u = c_2 + (u_2 - c_2)\, F\left(\frac{x}{l_2}, \frac{D_2}{{l_2}^2} t\right)$$
$$(0 \leq x \leq l_2),$$

den Differentialgleichungen (1) und (2) sowie den modifizierten Grenzbedingungen

$$u = c_1 \text{ für } x < 0, \quad t = 0, \qquad (5a)$$
$$u = c_2 \text{ für } x > 0, \quad t = 0 \qquad (6a)$$

und

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \text{ für } t > 0, \; x = -l_1 \qquad (5, 6)''$$
$$\text{sowie für } t > 0, \; x = l_2.$$

Um nun auch die Bedingung (4) bei $x = 0$ zu erfüllen, haben wir

$$D_1 \frac{u_1 - c_1}{l_1} F_\xi\left(0, \frac{D_1}{{l_1}^2} t\right)$$
$$+ D_2 \frac{u_2 - c_2}{l_2} F_\xi\left(0, \frac{D_2}{{l_2}^2} t\right) = 0,$$

wo F_ξ die partielle Ableitung von F nach dem ersten Argumente bedeutet. Ist die Bedingung (15) erfüllt, so reduziert sich diese Gleichung auf

$$l_1 u_1 + l_2 u_2 = l_1 c_1 + l_2 c_2 \qquad (12)$$

und liefert mit (3) zusammen für u_1 und u_2 die in (13) und (14) gegebenen Ausdrücke. Aus der Eindeutigkeit der Lösung unter den gewählten Bedingungen[1]) folgt demnach streng die Konstanz von u_1 und u_2.

1) Vgl. oben.

Wenn sich also die Längen der Diffusionszylinder wie die Quadratwurzeln aus den Diffusionskoeffizienten verhalten, so bleiben während des ganzen Verlaufs des Diffusionsvorganges die Konzentrationen an der Grenzfläche konstant.

Eine praktische Anwendung der hier abgeleiteten Formeln wird von dem einen von uns in einer demnächst erscheinenden Arbeit über die elektromotorischen Kräfte an Trennungsflächen gemacht werden.

Freiburg und Göttingen, im September 1909.

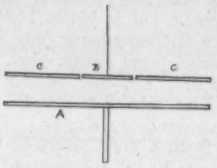
(Eingegangen 12. Oktober 1909.)

Ein quantitativer Demonstrationsversuch über Gasreibung.

Von G. E. Allan.

Im Augustheft der Annalen der Physik berichtet Herr Gy. Zemplén[1]) über eine ausgezeichnete Reihe von Bestimmungen der inneren Reibung der Luft nach der Ablenkungsmethode. Herr Zemplén betont auch die Vorteile dieser Versuchsmethode gegenüber den Schwingungsmethoden für genaue Bestimmungen der inneren Reibung von Gasen. Der wesentliche Bestandteil des benutzten Apparates besteht aus zwei konzentrischen Kugeln; die äußere Kugel läßt man mit geringer gleichförmiger Geschwindigkeit um eine vertikale Achse rotieren; dadurch wird die innere Kugel, die an einem Drahte aufgehängt ist, unter der Wirkung der inneren Reibung der Luftschicht zwischen den beiden Kugeln aus ihrer Ruhelage herausgedreht. Herr Zemplén verwendet die Kugelform, weil bei dieser die Randwirkungen fast ganz fehlen, und bemerkt bei der Erwähnung der Vorzüge der Ablenkungsmethode, daß sie zu quantitativen Demonstrationsversuchen in der Vorlesung benutzt werden kann, „was deshalb betont werden soll, da bisher keine quantitativen Demonstrationsversuche über Gasreibung bekannt sind." Die Verwendbarkeit dieser Versuchsmethode für Vorlesungszwecke ist indessen schon vor mehreren Jahren von J. H. Poynting erkannt worden, und ich will hier die bislang noch nicht veröffentlichte Methode beschreiben, die er im Jahre 1901 zur Bestimmung des Viskositätskoeffizienten der Luft in der von ihm geleiteten Klasse für vorgeschrittenere Physiker (Class of Senior Physics) an der Universität Birmingham benutzt hat.

Statt konzentrischer Kugeln gelangten kreisförmige Scheiben zur Verwendung: Eine große Messingscheibe A (siehe die Figur) rotierte, von



einem Elektromotor angetrieben, unterhalb einer kleineren Scheibe B; diese letztere war von einem Schutzring C umgeben, der die Randwirkung neutralisieren sollte. Der Apparat hatte also eine auffallende Ähnlichkeit mit einem absoluten Elektrometer. Er wurde durch eine Glasglocke gegen Luftströmungen geschützt, und die Scheibe B trug einen kleinen Spiegel, der im Verein mit einer Lampe und einer Skala zur Messung der Ablenkung der Scheibe diente. Wenn der Apparat ausreichend gegen Luftströmungen geschützt war, so konnte die Stellung des Lichtfleckes bis auf $^1/_2$ mm genau abgelesen werden.

Zunächst wurde durch einen Vorversuch das Trägheitsmoment K der Scheibe B aus seiner Schwingungsperiode bestimmt, und zwar (a) mit und (b) ohne einen aufgelegten gut abgedrehten Messingring von rechteckigem Querschnitt.

Setzt man nun:

a = Halbmesser der Scheibe B,
ω = Winkelgeschwindigkeit der Scheibe A,
d = Abstand zwischen A und B,
η = Viskositätskoeffizient der Luft,

so ist die Reibungskraft an einem ringförmigen Flächenelement auf B vom Halbmesser r:

$$\eta \cdot \frac{\omega r}{d} 2 \cdot \pi r d .$$

Durch Multiplikation mit r und Integration über die Scheibe erhalten wir die Summe der Momente der an B wirkenden Reibungskräftepaare als

$$\frac{\pi a^4 \omega}{2 d} \cdot \eta .$$

Ist μ das Kräftepaar, das durch die Ablenkung der Scheibe um den Winkel 1 wachgerufen wird, und Θ der Ablenkungswinkel infolge des Reibungskräftepaares, so ist:

$$\mu \Theta = \frac{\pi a^4 \omega}{2 d} \cdot \eta .$$

Ist aber T die Zeit einer einzelnen Schwingung von B, so haben wir ferner:

$$\mu = \frac{\pi^2 K}{T^2} ;$$

folglich ist:

$$\eta = \frac{2 \pi^3 \Theta d}{\omega a^4 T} .$$

1) Győzö Zemplén, Untersuchungen über die innere Reibung der Gase. Ann. d. Phys. (4) **29**, 869–903, 1909.

Unter Benutzung dieses Ausdruckes kann man in der Vorlesung Werte für den Reibungskoeffizienten der Luft erhalten, die zuweilen auffallend genau und in jedem Falle stets von der richtigen Größenordnung, also für Demonstrationszwecke genau genug, sind. Überdies ist der Apparat einfacher in der Form und folglich leichter erhältlich als die von Herrn Zemplén verwendeten Kugeln.

Physik. Institut der Universität Glasgow.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. Oktober 1909.)

Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Von Heinrich Wehner.

Aufmerksame Forscher glaubten schon vor längerer Zeit dem Auftreten seismovulkanischer oder auch allgemein seismischer Katastrophen eine gewisse Tendenz der Westwanderung angemerkt zu haben. Genaueres war über so ein Phänomen einesteils bisher nicht ermittelt worden, weil es bei oberflächlicher Betrachtung durchaus den Anschein hat, als träten die gewaltsamen Äußerungen der innerirdischen Kräfte nur ganz sprunghaft, bald hier, bald dort ohne Wahl, an den reichlich genug ausgestreuten Stellen der Erdrinde, welche leicht der Erregung fähig sind, in die Erscheinung; und Genaueres konnte darüber anderenteils auch gar nicht ermittelt werden, weil es an der einzigen Voraussetzung, mittelst der man das Phänomen systematisch darzustellen in der Lage gewesen wäre und die den Schlüssel zur Lösung bildet, mangelte. Nur mit Hilfe der Unterstellung, daß auch dem Erdkern eine gewisse große Anzahl von Kraftäußerungsstellen eingeboren sind und daß diese in ihrer Gesamtheit unter der Rinde hin westwärts wandern, gelangt man zu einer Aufklärung. Mit dieser in sich sehr einfachen Annahme, über die am Schlusse noch einige Worte folgen, wird man finden, daß die scheinbare Sprunghaftigkeit auf Täuschung beruht, und ich kann mit großer Bestimmtheit versichern und einmal mehr, einmal minder deutlich beweisen, daß man bei näherem Eingehen auf die zugehörigen Umstände für das Herannahen von Katastrophengefahr eine allgemeine, fundamentale Regel herauszuschälen vermag. Wie wichtig es sein muß, über die sich hiermit auftuenden Fragen größere Klarheit zu bekommen, das kann niemandem verborgen bleiben. Es darf daher vorausgesetzt werden, daß eine diese Dinge speziell behandelnde Studie allgemeinstem Interesse begegne. Wider mein Erwarten war eine größere von mir herrührende Bearbeitung des Gegenstandes von einer Reihe Geophysiker mit beträchtlicher Skepsis entgegengenommen worden und fand daher bis jetzt noch nicht den Weg zur Veröffentlichung. Zum nicht geringen oder wohl zum hauptsächlichsten Teile mag dieser anders vorausgesetzte Erfolg dadurch hervorgerufen sein, daß eine Nachprüfung des umfangreichen zur Arbeit verwendeten Katalogmaterials nur unter der Darangabe von recht viel Mühe und Zeit möglich ist. Um nun allen Einwänden den Boden zu entziehen, die aus dem bezeichneten Mangel hergeleitet werden könnten, biete ich in der folgenden kurzen Sonderdarstellung den Kernpunkt meiner Behauptung in Form der Bearbeitung der Materialien eines einzigen Erdbebenkataloges dar; es findet sich damit jeder, dem es mit der Klärung der angeschnittenen Frage ernst ist, in der Lage, die Sache ohne weiteren Aufwand von Zeit und Mühe selbst genauestens zu prüfen.

Zu solchen Katalogen, die recht vollzählig alle destruktiven Beben und Vulkanausbrüche einer mit nicht zu weiten Grenzen umschriebenen Gegend der Erde aufführen, gehören der von Biot[1]) für China und die erstens von Milne[2]), zweitens von Sekiya und Omori[3]) für Japan zusammengestellten. Doch der Biotsche Katalog, der nur bis 1834 herabreicht, leidet namentlich für die jüngeren Jahre an Ungleichmäßigkeiten der Registrierung, die Güte der älteren Daten wiederum könnte angezweifelt werden. Die für Japan geltenden obengenannten Kataloge verzeichnen auch die geringsten Störungen dieses in stetiger Bewegung befindlichen Landes und man müßte, um die Listen für den vorliegenden Zweck brauchbar zu machen, eine Auslese der eindrucksvolleren Katastrophen veranstalten, was den Vorwurf der Willkür nach sich ziehen könnte. Daher verwende ich bei dieser Darstellung ausschließlich den Katalog von Rudolph[4]) über submarine Beben, der leicht zugänglich und in dem mit großer Sorgfalt alles Erreichbare gesammelt ist, dem man auch bezüglich der Güte der aufgeführten Daten keine zu rechtfertigenden Bedenken entgegensetzen kann.

Ich schreite nun sofort zur Kennzeichnung der erforderlichen Voraussetzung und zur Beweisführung, wobei ich sogleich nicht unbemerkt lassen will, daß das, was hier nachgewiesen werden soll, als eine ganz allgemein über die ganze Erde verbreitete Erscheinung verfolgt werden kann, nur daß die Umrisse bei

1) Ann. Chim. Phys. **3**, 2, 1841.
2) Trans. Seism. Soc. of Japan 1880—81. Tokio.
3) Journ. Coll. Science Imp. Univ. Tokyo. 1898—99.
4) Beiträge zur Geophysik (herausgegeben von Gerland), Band 1 (1887) und Band 2 (1895).

der Verwendung ausgiebigerer Daten immer noch an Deutlichkeit gewinnen.

Man stelle sich vor, die Anregung zur Aktivität sowohl der einzelnen seismischen habituellen Stoßgebiete wie der vulkanischen Tätigkeit der mit Auswurfstellen besetzten Landschaften schreite von Osten nach Westen in stets beibehaltener geographischer Breite, doch im Längenwechsel so fort, daß die Westwanderung pro Jahr 22′ 41,345″ beträgt. Dieser Wert entspricht genau der Länge der erdmagnetischen Doppelperiode, wonach alle säkularen Variationen immer nach dem Verlaufe von 952 Jahren eine volle Amplitude vollführt haben. Die Periodenlänge ist sonach gerade noch einmal so groß, wie die von vielen Erdmagnetikern angenommene Länge der auch von mir beibehaltenen Pseudoperiode von 476 Jahren. Ich habe den genannten Wert der Doppelperiode all meinen seit Jahren durchgeführten und auch weiteren Kreisen bekannten erdmagnetischen Arbeiten unterlegen müssen [1]).

Für einen Einzelfall besagt die Behauptung der Westwanderung im einfachsten Beispiele: Wenn irgendwo, sage man 38° N, 28° 40′ E Gr., also im Marmarameere, im Jahre 1855 unter der Dokumentation von besonderer Energie ein Erdbeben auftrat, dann muß dieses Vorkommens halber eine nach W zu auf gleicher Breite befindliche, gleicherweise leicht erschütterbare Gegend nach Ablauf des obengenannten Wanderungsmaßes ebenfalls ein stärkeres Beben erleiden. Eine solche Gegend ist der Golf von Neapel; er liegt um $14^1/_2{}^0$ mehr westlich, und man hätte dort nach Ablauf der entsprechenden Zeit von 38 Jahren, also im Jahre 1893, die damals dort tatsächlich vorgekommene seismische Bewegung im vorhinein erwarten können, weil man die ebenso tatsächlich 1855 bei Konstantinopel erlebte schon kennen gelernt hatte. — In einem anderen Beispiele: Auf ein 1880 in Smyrna verspürtes stärkeres Beben mußten mit mehr oder minder großer Heftigkeit, ferner mit mehr oder minder erheblichen Verwüstungen und Verlusten, je nach Lage, Art, Kultur der dabei zertrümmerten Rindenschollen, weitere Erschütterungen folgen westwärts in den auf gleicher Breite liegenden, seismisch oder vulkanisch leicht affizierbaren Gegenden: der Abwanderungszeit nach 1881 auf Chios, 1886 in der Gegend von Athen, 1888 in der von Korinth, 1893 bei Zante, zwischen 1893 und 1905 im Ionischen Meer, 1908 an der Straße von Messina; ferner werden an Erschütterungen noch folgen müssen 1914 solche in Palermo, 1952 bei Alicante, 1972 an der portugiesischen Küste. Auch in dieser einesteils nach Tatsachen zusammengestellten, andernteils extrapolierten Reihe sind die großen durch Erdbeben hervorgerufenen Verwüstungen von Smyrna 1880, von Zante 1893 und von Messina 1908 von starkem Eindruck gewesen. Selbstverständlich muß, wenn das Phänomen zutrifft, die Möglichkeit der Voraussage gesteigerter Gefahr eine wichtige Konsequenz sein [1]). — Es wäre leicht möglich, ähnliche, ja weit vollkommenere Reihen hier noch zu Hunderten aufzuführen; jedoch die Katalogmaterialien findet man, wie schon erwähnt ist, nicht in einer einzigen oder in einigen wenigen Publikationen vereinigt beisammen und deshalb ist für den skeptischen Leser die Beweisführung nicht unmittelbar von zwingender Art, weil nicht ersichtlich bleibt, ob nicht anderweite Ereignisse, welche nicht in das System passen, zu Unrecht ignoriert sind und ob damit das Recht, allgemein auf die vorgebrachte Regel zu schließen, nicht erheblich beeinträchtigt ist. Aus diesem Grunde beschränke ich mich in der vorliegenden erstmaligen Darstellung, wenn ich mir auch die Beweisführung dadurch erheblich erschwere, auf die ausschließliche Benutzung des aus der Feder eines in Deutschland lebenden Seismologen stammenden modernen Rudolphschen Katalogs und wähle zur Wiedergabe an diesem Platze aus dem ganzen Material jenes aus, welches den tropischen Teil des Atlantischen Ozeans mit den darin gelegenen beiden Gruppen submariner Vulkane des St. Paulsfelsens angeht. Die Lage beider Hauptgruppen, getrennt voneinander und dennoch auf fast gleicher Breite, ferner die verhältnismäßig große Anzahl von Einzelbeobachtungen, 85, macht diese Meerespartie zur Untersuchung besonders geeignet. Doch auch andere Kapitel des Kataloges, wo sie nur reichhaltig genug sind, bringen gute positive Ergebnisse, so zum Beispiel das westindische Tief und das amerikanische Mittelmeer [2]).

Ich lasse hier zunächst eine Tabelle folgen, welche sämtliche von Rudolph gebrachten und für den tropischen Teil des Atlantik geltenden Notierungen aufführt. Jeder Nummer ist das Datum der Beobachtung und der Schiffs-

1) Die geophysikalische Grundlage findet sich dargestellt in meinem kleinen Buche „Das Innere der Erde und der Planeten", besonders S. 48 ff. Freiberg i. S., Craz & Gerlach, 1908.

1) Die im engeren Kreise auf Grund der vorliegenden Studie angegebenen Voraussagen haben zum Teil schon ihre Bestätigung gefunden, so u. a. durch die Ereignisse bei Lambese, in Spanien, in Portugal. Und um einem etwa nach einer derartigen weiteren Voraussage gerichteten Blicke nicht aus dem Wege zu gehen, darf jetzt schon darauf aufmerksam gemacht werden, daß, um nur einiges aus Südeuropa zu nennen, u. a gesteigerte Erdbebengefahr gegenwärtig besteht für die Gegenden des Vivarais (St. Etienne) und des Hérault in Frankreich, für Mazedonien mit Chalkidike, die Terra d'Otranto mit Lecce und Tarent, für Cypern, für Dschidschelli mit dem südwärts davon gelegenen Landstrich in Algier.

2) Mit verhältnismäßig geringer Mühe kann jeder, indem er sich des Katalogs bedient, diese Untersuchungen fortführen und unter Benutzung anderer Verzeichnisse ergänzen.

Nr.	Datum	Breite	Länge w. Gr.	1910 w. Gr.	Nr.	Datum	Breite	Länge w. Gr.	1910 w. Gr.	Nr.	Datum	Breite	Länge w. Gr.	1910 w. Gr.
1	1845 7./IV.	1° N	27°17′	51°56′	30	1836 28./I.	0°40′S	20°10′	48°18′	58	1861 26./III.	0°15′N	21°56′	40°32′
2	1853 11./XII.	0°54′	26°50′	48°12′	31	1836 28./I.	1°35′	20°45′	48°53′	59	1861 26./III.	0°44′	21°19′	39°55′
3	1855 15./IX.	1°30′	25°30′	46°8′	32	1842 5./II.	0°57′	20°47	46°37′	60	1861 26./III.	1°4′ S	21°52′	40°28′
4	1855 x/IX.	0°45′	26°30′	47′8′	33	1842 5./II.	0°30′	21°55′	47°45′	61	1861 x./III.	0°23′	20°51′	39°27′
5	1858 21./X.	3° S	30°—	49°32′	34	1842 5./II.	0°26′	19°58′	45°48′	62	1869 3./VII.	0°11′N	20°50′	36°19′
6	1859 25./I.	0°6′ N	30°28′	49°55′	35	1842 3./VII.	1°7′	21°21′	47°2′	63	1869 6./IX.	1°18′S	19°48′	35°13′
7	1859 25./I.	0°48′	29°16′	48°43′	36	1852 17./VII.	3°30′	24°30	46°27′	64	1872 24./I.	1°— N	22°8′	36°39′
8	1859 19./X.	0°40′	29°20′	48°30	37	1852 13./X.	0°36′	19°—	40°48′	65	1875 19./VI.	3°20′S	20°25′	33°39′
9	1859 30./XII.	0°35′	28°10′	47′16′	38	1855 x./II.	0°40′N	19°30′	40°25′	66	1878 11./X.	0°10′	17°24′	39°23′
10	1859 29./XII.	0°59′	28°4′	47°10′	39	1855 x./III.	0°17′S	18°13′	39°6′	67	1874 2./XII.	2°34′N	31°11′	34°36′
11	1860 5/VIII.	1°11′	28°40′	47°31′	40	1855 x./III.	0°25′	20°9′	41°2′	68	1876 24./IV.	0°39′S	27°10′	40°4′
12	1869 10./IX.	1°9′	27°35′	43′0′	41	1855 11./III.	2°— N	21°30′	42°23′	69	1877 9./V.	0°52′N	28°18′	40°48′
13	1873 2./VI.	0°46′	29°6′	43°28′	42	1855 11./III.	2°6′	21°33′	42°26′	70	1878 2./III.	1°15′S	25°30′	37°42′
14	1877 8./V.	0°48′	28°38′	41°8′	43	1855 11./III.	3°—	17°—′	37°53′	71	1883 20./V.	0°37′N	25°58′	36°13′
15	1878 15./I.	1°14′	28°12′	40°29′	44	1855 11./III.	0°57′S	18°20′	39°13′	72	1883 5/XII.	0°9′ S	27°32′	37°33′
16	1879 1./XI.	1°3′	27°50′	39°24′	45	1855 11./III.	3°42′N	17°—′	37°53′	73	1886 19./IV.	1°27′N	26°30′	35°39
17	1881 30./X.	1°7′	26°14′	37°4′	46	1855 12./III.	0°25′S	18°—′	38°53′	74	1886 1./VII.	0°—	26°55′	35°58′
18	1881 24./XI.	0°53′S	27°1′	37°49′	47	1855 6./IV.	0°56′	22°29′	43°21′	75	1886 16./XI.	0°50′N	29°54′	38°49′
19	1881 25./XI.	0°9′	26°34′	37°22′	48	1856 x/III.	0°51′	19°26′	39°57′	76	1888 14./VI.	0°57′	28°57′	37°16′
20	1883 28./I.	1°38′N	27°40′	38°2′	49	1856 30./XII.	0°10′	19°15′	39°35′	77	1890 28./XI.	3°—	27°—′	34°28′
21	1883 24./X.	0°27′	27°58′	38°3′	50	1856 x./x.	0°—	20°—′	40°25′	78	1891 7./I.	2°24′	24°18′	31°31′
22	1884 2./I.	0°57′	29°26′	39°25′	51	1858 14./III.	1°18′	24°14′	44°0′	79	1891 16./XII.	3°54′	32°34′	39°34′
23	1886 1./VII.	0°55′	29°34′	38°37′	52	1858 10./VII.	0°51′	23°24′	43°2′	80	1892 24./II.	3°48′	32°30′	39°26′
24	1747 17./X.	1°35′ S	17°50′	79°21′	53	1859 13./III.	0°—	19°—′	38°23′	81	1893 26./VI.	0°30′	25°48′	32°14′
25	1754 5./II.	0°20′	20°50′	79°57′	54	1860 x./XII.	3°— N	22°—′	40°43′	82	1855 11./III.	0°54′S	18°11′	39°4′
26	1758 13./IV.	0°20′	21°—	78°33′	55	1861 20./II.	0°31′S	18°7′	36°47′	83	1855 12./III.	0°59′	18°10′	39°3′
27	1831 12./IV.	0°22′	21°7′	51°3′	56	1861 20./III.	0°27′N	20°30′	39°6′	84	1889 13./VIII.	0°48′	20°54′	28°47′
28	1832 x/XI.	0°22′	18°55′	48°15′	57	1861 20./III.	0°20′	20°35′	39°11′	85	1890 7./X.	4°48′	18°12′	25°38′
29	1835 9./II.	0°57′	23°19′	51°48′										

ort nach Breite und Länge beigegeben; zuletzt folgt die Längenlage der der Supposition nach westwärts abgewanderten Erregungsursache, wie sie für die Mitte des Jahres 1910 zu gelten hätte.

Trägt man das Tabellenmaterial in einem Kärtchen auf, dann ergibt sich das hier dargestellte Bild.

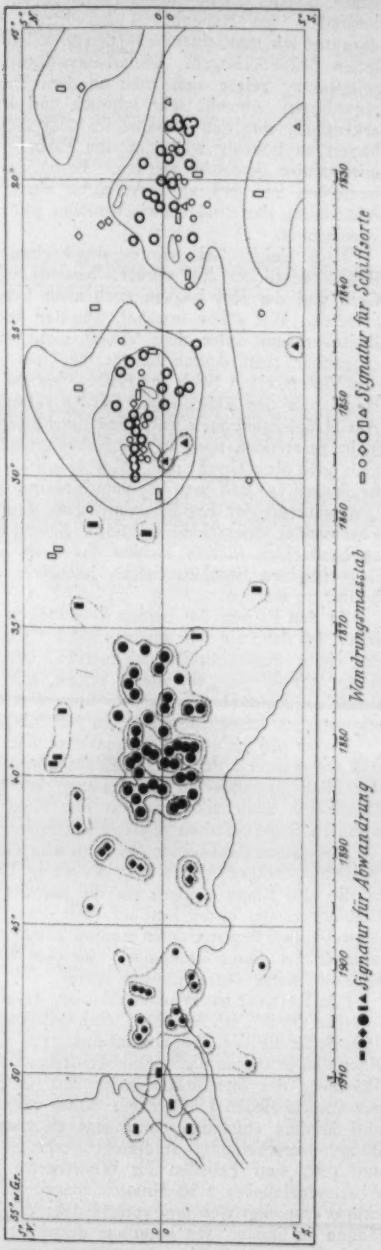
Die wahren Orte der die Ausbrüche und Erschütterungen notierenden Schiffe und die für 1910 berechneten abgewanderten Lagen der Erreger sind mittelst unterscheidender Signaturen kenntlich gemacht. Man vergesse nicht, daß nur die ersteren wirkliche der Erdrinde angehörige, feste geographische Punkte sind.

Wie man im Bilde sofort sieht, schließen sich die als „abgewandert" berechneten Erregungspunkte sehr eng zu einzelnen Gruppen zusammen, während die zugehörigen wahren Standorte der notierenden Schiffe weit verteilt liegen. Ferner lagern sich so häufig zwei oder auch drei Abwanderungspunkte örtlich höchst eng aneinander, deren Veranlassungen zeitlich weit getrennt auftreten, daß diese Einzelerscheinung, für sich allein betrachtet, schon sehr bemerkenswert ist.

Um die behauptete Eigentümlichkeit des Kumulierens noch schärfer und augenfälliger hervortreten zu lassen, sind die zu einer der Gruppen, der größten, gehörigen Signaturen durch auffälligere Zeichen hervorgehoben (das gleiche hätte mit einer anderen Gruppe geschehen können, immer wäre die nämliche Erscheinung bemerkbar geworden).

Dies Kumulieren findet sich nun überall und immer auf der ganzen Erde, gleichgültig, welche Materialien man verarbeitet, und einerlei, welchen Zeiten diese angehören. Was hier unter Benutzung eines einzigen Kataloges genügend deutlich vors Auge gebracht werden konnte, gelingt in stets vollkommenerer Evidenz bei der Verarbeitung reichlicherer Unterlagen. — Dies ganze Phänomen läßt es nicht ungerechtfertigt erscheinen, wenn zu dem Versuche einer möglichen Erklärung geschritten wird.

Die geophysikalische Hilfsvorstellung, deren wir uns zu diesem Zwecke bedienen können, genügt in dem Begriffe, daß die starre Erdkruste über dem nichtflüssigen, vielmehr körperhaft zu denkenden Hauptteile, dem Kerne, mit einer etwas größeren, während der Abkühlung erworbenen Geschwindigkeit rotiere und ihm also voraneile, derartig, daß jeweils in 952 Jahren die Schale eine volle Rotatation mehr vollführt hat als der Kern. Gewisse Unebenheiten auf der Außenseite des starren Kernes (seine Runzeln oder Gebirge) wären alsdann beim Herannahen an Verwerfungen, Brüche und Gräben der Rinde die Ursache der vulkanischen und seismischen Aktivierung, „wachsender Seismizität", indem die den Kern von der Rinde trennende Intermediärschicht flüssigen Magmas dem gesteigerten spezifischen Drucke ausweichend die dem Kerne gegenüber schwächeren Rindenteile in die Höhe hebt und zum Bersten bringt: bei Gegenwart von viel Wasser würden



dann in der Regel vulkanische Ausbrüche, anderenfalls nur Erschütterungen ohne Auswürfe die Folge sein.

Es ist nicht recht erfindlich, weshalb sich die moderne physikalische Geographie so stark vor der wissenschaftlichen Behandlung der hier wieder mit Notwendigkeit zur Unterlage zu machenden Annahme des etwas geschwinder als der Kern rotierenden Schalenteiles sträubt. Als noch viel allgemeiner die Anschauung, der Kern sei gasförmig, uneingeschränktes Vorrecht beanspruchte, mag es einer recht erheblichen Anzahl von Geophysikern ja schwer genug gewesen sein, die einmal adoptierte Ansicht ohne zwingende Gründe zu verwerfen. Gegenwärtig jedoch denken schon viele Forscher von Gewicht an die Möglichkeit und Wahrscheinlichkeit, der Kern der Erde sei starr, und zwar körperhaft starr.

Ferner ist so gut wie erwiesen, daß an anderen Weltkörpern verschiedenartige Rotationen an ein und derselben Schale vorkommen; die Mantelmassen der Sonne rotieren am Äquator mit größerer Winkelgeschwindigkeit als in höheren Breiten; vom Jupiter setzt man ähnliches voraus. Und für die Erde gelangt Roche zu dem tatsächlich vorhandenen Abplattungswerte am besten durch die Annahme, Schale und Kern seien voneinander getrennt, in sich selbst aber starre Massen. Wilde sodann erhält seine trefflichen erdmagnetischen Resultate unter der von ihm freilich physikalisch nicht zu begründen versuchten Annahme, ein System unverschieblicher Kräfte rotiere im Innern der Erde, wobei er zu Voraussetzungen greifen muß, die im Effekte denen entsprechen, die von mir auf ganz anderem Wege gewonnen, dabei aber auch physikalisch begründet worden sind.

Weil alle zugehörigen Annahmen nicht nur eine mögliche geophysikalische Erklärung zulassen, sondern namentlich auch weil sie, in genau gleicher Art und in gleichem Werte vorausgesetzt, zur Darstellung der gesamten Erscheinungen der erdmagnetischen Säkularvariation hinreichen, ja das einzige Hilfsmittel sind, diese vollständig aufzuklären, empfehle ich sie der Fachwelt wiederholt dringlichst zur Beachtung.

(Eingegangen 5. Oktober 1909.)

Der Einfluß des Donners auf die Regentropfen, durch eine seltene Regenbogenerscheinung ermittelt.

Von V. J. Laine.

Die Erscheinung, worüber ich hier zu berichten beabsichtige, wurde schon im Sommer 1908 beobachtet. Ich hoffte, um meine Beobachtungen kontrollieren und ergänzen zu können,

dieselbe Erscheinung nochmals während des folgenden Sommers zu sehen. Es ist wohl begreiflich, daß die Observationen über eine so unerwartete Erscheinung etwas mangelhaft werden. Leider aber war der letzte Sommer sehr arm an Gewittern, wenigstens in der Gegend, wo ich meinen Sommer verbrachte, und wenn man Gewitter hatte, waren die Verhältnisse sehr ungünstig, um die Erscheinung beobachten zu können. Darum bin ich gezwungen, meine Beobachtungen zu veröffentlichen, obgleich dieselben sich auf diesen einzigen Fall beschränken. Vielleicht finde ich Gelegenheit, wenn sich die Erscheinung später erneuert, meine Beobachtungen fortzusetzen.

Als ich am 3. August 1908 in Alahärmä (nicht weit von der Stadt Wasa belegen) Gewitterbeobachtungen für die Meteorologische Zentralanstalt der finnischen Wissenschaftsgesellschaft machte, nahm ich folgendes wahr. Das Gewitter näherte sich dem Observationsort aus E und zog nach W heran. Der Wind war NE_4, während des Gewitters NE_5 und später E_1. Das westliche Himmelsgewölbe zeigte sich anfangs vollständig klar. Es fing an zu donnern $5^h\,50^m$ p., und $6^h\,24^m$ p. war es zu Ende[1]). Der Regen dauerte von $6^h\,33^m$ p. bis $7^h\,25^m$ p. Die Regenhöhe um 7 Uhr folgenden Morgens war 2,2 mm, die von diesem Regen allein herrührte, denn es hatte im Laufe des Tages sonst nicht geregnet.

Etwa von $6^h\,5^m$ p. bis $6^h\,30^m$ p. beobachtete ich in E einen Regenbogen und auch einen sehr deutlichen Nebenbogen. Die Bogen erstreckten sich ununterbrochen vom Horizont zum anderen. Zu meiner Überraschung merkte ich nun, daß beim Donnern die Farben am Haupt- und besonders am Nebenregenbogen in der Weise erschüttert wurden, daß die Farbengrenzen und die Bogenränder gänzlich verwischt wurden; zugleich waren die verschiedenen Farben sehr undeutlich und man sah sehr rasche Schwingungen am ganzen Regenbogen vorgehen. Dies geschah nun jedesmal, wenn es donnerte. Daß es wirklich von dem Donner herrührte und nicht eine Wirkung des Blitzes war, geht daraus hervor, daß die Zeit zwischen der Wahrnehmung des Blitzes und des Donners anfangs etwa 20 Sek. und schließlich etwa 5 Sek. war; also dauerte die Zeit zwischen Blitz und Donner so lange, daß man sich über die Ursache nicht irren konnte, und daß die Erschütterung fast in demselben Augenblicke begann, wo der Donner hörbar wurde.

Zuerst zeigte sich der Hauptbogen sehr breit, das Rot fehlte fast gänzlich und das Violett zeichnete sich durch seine Intensität in hohem Grade aus. Unter dem Violett wurde ein deutlicher dunkler Zwischenraum beobachtet, der besonders am Nebenbogen hervortrat, und darunter sah man einen schmalen grünlich-violetten Sekundärbogen. Die obenerwähnte Erschütterung zeigte sich auch an dem Hauptregenbogen, obwohl sehr schwach und kaum erkennbar, wogegen dieselbe an dem Nebenbogen so intensiv war, daß die Farben fast miteinander gemischt wurden. Besonders zu bemerken ist, daß nach Aufhören einer Erschütterung der dunkle Zwischenraum plötzlich verschwand.

Nach einiger Zeit wurden die Farben der Bogen deutlicher als vorher, besonders das Gelb und das Rot begann noch mehr hervorzutreten. Wie schon erwähnt, war der dunkle Zwischenraum unter dem Violett nicht mehr erkennbar, statt dessen bekam die Unterseite des Violett einen Stich ins Gelb. Sowohl der Haupt- als der Nebenbogen wurden schmäler. Am Hauptregenbogen war keine Erschütterung mehr zu merken, aber an dem Nebenbogen sah man noch diese Erscheinung, obwohl schwächer, fortdauern, so daß man die verschiedenen Farben während der Erschütterung ganz deutlich voneinander unterscheiden konnte. Soweit man es beobachten konnte, schien das Gelb nach den einzelnen Erschütterungen intensiver und breiter zu werden.

Zu den Farben der beiden Regenbogen gesellte sich dann ein sehr schönes Rot auf Kosten des Gelb, dessen Breite sich merkbar verminderte, ebenso ging es, wie es schien, mit der Breite des ganzen Hauptbogens. Immerfort konstatierte ich Erschütterungen am Nebenbogen.

Hierzu will ich noch die Bemerkung machen, daß ich während der ganzen Beobachtungszeit der oben geschilderten Erscheinung das Vorhandensein auch aller anderen hier nicht erwähnten Spektralfarben feststellen konnte.

Aus diesen Beobachtungen kann man einige Schlußfolgerungen ziehen und ein wenig Licht in die alte Frage werfen, ob die akustischen Erschütterungen in der Luft auf die in derselben schwebenden Wassertropfen Einfluß haben und welcher Art dieser Einfluß ist. Zu dem Ende füge ich einige Betrachtungen hinzu.

J. M. Pernter hat in seinem Werke „Meteorologische Optik", III. Abschnitt, eine vollständige Theorie für die Regenbogenerscheinung gegeben. Nach ihm entstehen die Regenbogenfarben durch Mischung der Intensitätsmaxima und -minima der verschiedenen Lichtwellen. Diese Maxima und Minima entstehen durch eine eigenartige Beugungserscheinung. In diesem Werke, S. 527 und 528, sind Tabellen für Winkelwerte der Abszisseneinheit 0,2 in Minuten berechnet für einige Tropfengrößen und verschiedene Wellenlängen zu finden. Ich habe aus derselben folgende Zusammenstellung gemacht, wo man die

1) Nach Helsingforser Zeit.

Veränderung der Winkelwerte von einer Tropfengröße zur anderen zwischen 0,04 mm und 1 mm sowohl am Haupt- wie am Nebenbogen sieht.

Hauptbogen.

Radius der Tropfen .	0,04—0,05	0,05—0,1	0,1—0,15	0,15—0,25	0,25—0,5	0,5—1 mm
Wellenlänge *B*	2,9	6,8	2,8	2,6	2,3	1,5
„ *D*	2,7	6,1	2,6	2,2	2,1	1,3
„ *F*	2,3	5,4	2,1	2,1	1,8	1,1
„ *G*	2,1	5,0	1,9	1,9	1,6	1,1

Nebenbogen.

Radius der Tropfen .	0,04—0,05	0,05—0,1	0,1—0,15	0,15—0,25	0,25—0,5	0,5—1 mm
Wellenlänge *B*	5,2	12,1	5,1	4,5	4,2	2,5
„ *D*	4,8	10,8	4,7	4,0	3,7	2,2
„ *F*	4,1	9,6	3,8	3,7	3,2	1,9
„ *G*	3,7	9,0	3,4	3,3	3,0	1,7

Um die wirkliche Veränderung des Winkelabstandes zwischen jedem Maximum und Minimum zu zeigen, habe ich auch hier unten aus den Tabellen S. 523 und 524 im Pernterschen Werke die Abstände der Maxima und Minima und die Abszisseneinheit 0,2 als Einheit mitgenommen. Die römischen Ziffern bedeuten Maxima und die gewöhnlichen Maxima.

I 1 II 2 III 3 IV 4 V 5 VI 6 VII 7 VIII 8 IX 9 X 10
7 5 5 4 3 4 3 3 3 3 3 3 3 2 3 2 3 2 2

Erstens geht aus meinen Beobachtungen die Erschütterung der Farben hervor. Aus dem Vorhergehenden folgt, daß dieselbe durch eine durch den Donner verursachte Veränderung in der Größe der Regentropfen entsteht. Wenn die Größe der Tropfen sich verändert, verändert sich auch der Abstand der Maxima und Minima, was seinerseits Veränderungen an der Breite, an den Farbengrenzen und -tönen des Regenbogens hervorbringt, und wenn dies alles sehr schnell und zugleich unregelmäßig vorgeht, scheint der ganze Regenbogen in Schwingung zu geraten.

Meine Beobachtungen über das Aussehen der Regenbogen zeigen, daß die Größe der Regentropfen anfangs etwas unter 0,1 mm war und schließlich zu 0,5 oder 1 mm wuchs[1]). Ein Blick auf die oben zitierten Tabellen zeigt, daß der Abstand der Maxima und Minima sich am meisten zwischen Tropfengrößen 0,04—0,05 mm ändert, daß diese Veränderung sich vermindert, wenn die Tropfen größer werden, und daß die Veränderung am Nebenbogen bedeutend größer ist als am Hauptbogen. Dieser Umstand erklärt, warum anfangs die Erschütterung an dem Nebenbogen sehr stark war, aber je nachdem schwächer wurde, je größer die Tropfen wurden, und warum nur anfangs die Erschütterung am Hauptbogen wahrgenommen wurde. Die erste Schlußfolgerung wäre demnach, daß sehr heftige akustische Erschütterungen der Luft, wie die, welche vom Donner herrühren, eine Veränderung in der Größe der Regentropfen verursachen können.

Es wäre noch übrig zu ermitteln, ob sich die Tropfen unter solchen Verhältnissen vergrößern oder vermindern. Ich habe schon bemerkt, daß im Laufe der Beobachtungszeit die Regentropfen sich von etwa 0,1 mm zu 0,5 oder 1 mm vergrößerten. Andererseits habe ich gezeigt, daß das Gewitter sich dem Observationsort näherte. Die Kondensation ist aber im Gewitterzentrum am intensivsten, und dieser Umstand erklärt auch den allmählichen Zuwachs der Regentropfen. Dennoch konnte man merken, wie schon erwähnt, daß gleich nach dem Donner der dunkle Zwischenraum, der den Haupt- und Sekundärbogen voneinander absonderte, plötzlich verschwand. Das beweist, daß der Halbmesser der Tropfen, der vor dem Donnerschlag unter 0,1 mm war, größer wurde. Ebenso trat nach einem kurz nachher erneuten Donnerschlag das Gelb im Hauptbogen intensiver als früher hervor, was auch auf Vergrößerung der Tropfen hinweist. Meine Aufzeichnungen in dieser Hinsicht sind jedoch nicht so vollständig, daß sie Berechnungen über das Maß der Vergrößerung zulassen würden. Jedenfalls zeigen sie deutlich, daß die Tropfen unter Einfluß der akustischen Erschütterungen sich vergrößern, was nicht auf andere Weise denkbar ist, als daß zwei oder mehrere Tropfen zusammenfließen.

Zum Schluß möchte ich noch darauf hinweisen, daß meine Beobachtungen als Beitrag zur Bestätigung der Airy-Pernterschen Regenbogentheorie gelten können.

Uleåborg (Finnland), im Oktober 1909.

(Eingegangen 25. Oktober 1909.)

1) Pernter, Meteorol. Optik, III, S. 551 u. 552.

Perlschnurblitz.

Von A. Schmauß.

Am 24. September 1909 ging über Schweinfurt ein schweres Gewitter nieder. Es setzte um 11½ p. ohne Regen mit heftigen, seilförmigen Blitzen ein, wie mir ein Beobachter, Herr Mack, in liebenswürdiger Weise mitteilte. Herr Mack wurde durch die Eigenart der Blitze veranlaßt, sich ins Freie zu begeben, um, wenn möglich, eine Aufnahme der interessanten Erscheinung zu machen. Es war inzwischen starker Hagel und Regen eingetreten. Der Beobachter richtete, nachdem er einen Standpunkt gefunden hatte, seine Kamera gegen Westen, woher das Gewitter kam, und etwas nach oben. Das Objektiv war \20—30 Sekunden geöffnet, als wieder ein Perlschnurblitz erfolgte, von welchem Herr Mack die ausgezeichnete Aufnahme (vergl. Tafel XXII) machte.

Der Blitz ging horizontal auf einen 50 m hohen Fabrikschlot zu, an dem das leuchtende Ende der prächtigen Erscheinung aufsitzt.

Die Aufnahme erfolgte mit einem Henrianastigmat von Rodenstock F 7,2, Brennweite 165 mm. Die Entfernung des Standortes der Kamera vom Fabrikschlot wird auf 200—300 m angegeben.

München, Meteorol. Zentralstation.

(Eingegangen 26. November 1909.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 81. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU SALZBURG.

F. Neesen (Berlin), Neue photographische Wiedergaben der Geschoßbahn.

Die großen Erhöhungen, welche Ballongeschütz und indirektes Schießen erfordern, bedingen eine Erweiterung der Schußtafeln und haben daher in erhöhter Weise das Interesse der photographischen Darstellung[1]) der Geschoßbahn zugewandt.

Es ist versucht an Stelle der Leuchtgeschosse hierbei Geschosse zu verwenden, welche Rauch ausstoßen. Dieser hält sich kurze Zeit in der Luft und gibt bei Sonnenbelichtung die Bahn als Schatten.

Von den beiden Figuren (auf Tafel XXIII), welche Versuche der Firma Krupp wiedergeben, enthält Nr. 1 die Darstellung einer solchen Rauchspur für ein Ballongeschütz; Nr. 2 die Endstücke von fünf Geschoßbahnen für ein Gebirgsgeschütz, erhalten mit Leuchtgeschoß.

Die Benutzung von Rauchgeschossen hat den großen Vorteil, daß die Versuche bei Tage gemacht werden können, während für Leuchtgeschosse Dämmerung nötig ist. Indessen wird dieser Vorteil durch mehrere Nachteile aufgehoben.

Erstens sind die Zeichnungen, wie ein Blick auf die Figuren zeigt, bei Leuchtgeschossen viel schärfer; der leichte Rauch muß durch die Störungen der Luftdichte Verschiebungen erfahren. Zweitens gestattet das Rauchverfahren nicht die Geschwindigkeit des Geschosses zu ermitteln. Drittens können, wie Fig. 2 zeigt, bei Leuchtgeschossen mehrere Kontrollversuche auf derselben Platte aufgenommen werden, was bei den Rauchgeschossen ausgeschlossen ist.

Die Zeichnung der Leuchtgeschosse gestattet weiter einen Schluß auf die Stellung der Geschoßachse, also auf die Pendelung.

1) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **4**, 308, 1902.

(Eingegangen 22. Oktober 1909.)

Tagesereignisse.

Das Andenken an Avogadro, der die nach ihm benannte Hypothese über den Molekularzustand der Gase aufstellte, soll in Italien durch eine große wissenschaftliche Feier im Jahre 1911 festgehalten werden. Geplant ist die Veröffentlichung eines Gedenkbandes, der die wichtigsten Untersuchungen des großen Physikers enthalten soll, und die Errichtung eines Denkmals in Turin.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Würzburg Dr. Bruno Emmert für Chemie, am Polytechnikum Köthen Ingenieur Svend Olsen für Luftschiffahrt, an der Universität Basel Dr. Zickendraht für Physik, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. B. Straßer für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor der Astronomie und Astrophysik an der Universität Göttingen Dr. Einar Hertzsprung zum Observator am Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam, der Privatdozent an der Universität Göttingen Professor Dr. Max Abraham zum Professor für rationelle Mechanik am Polytechnikum (R. Istituto Tecnico Superiore) in Mailand, der Professor für allgemeine Physik an der Universität Bordeaux M. Marchis zum Professor für Aviatik an der Sorbonne in Paris.

Kommissarischer Lehrauftrag: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Bonn Professor Dr. Georg Schroeter mit der Wahrnehmung der Professur für Chemie an der Tierärztlichen Hochschule Berlin.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Geophysik an der Universität Berlin Dr. Friedrich Bidlingmaier, dem Observator beim Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam Dr. Hans Ludendorff und dem Privatdozenten der Physik und Photographie an der Technischen Hochschule zu Darmstadt Dr. C. Fritsch der Charakter als Professor.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Erlangen Dr. Paul Gordan (für Ende des Wintersemesters).

Gestorben: Der ord. Professor für Eisenbahnmaschinen- und Kraftwagen an der Technischen Hochschule Hannover Geheimrat Professor Albert Frank, der ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Darmstadt Paul Fenner.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

A. Schmauß, Perlschnurblitz.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

Fig. 1.

Fig. 2.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY